www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 22, 1960, no. 8 blz. 257-292 Verschenen 12 december 1960

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

EEN APPARAAT VOOR HET AUTOMATISCH SCHRIJVEN VAN ELEKTRONENBANEN

door J. L. VERSTER.

537.533.3:621.317.729.1

Voor het bepalen van elektronenbanen in een elektrisch veld (b.v. van een elektronenbuis of een elektrostatische lens) is de elektrolytische trog een belangrijk hulpmiddel. In het algemeen gaat men hierbij zo te werk dat men met de trog de equipotentiaalvlakken bepaalt, waarna de elektronenbaan vanuit elk punt stapsgewijs moet worden geconstrueerd. De hier beschreven apparatuur, die werkt volgens een principe dat door Gabor en Langmuir is voorgesteld, tekent de baan geheel automatisch. Een wagentje dat op een plaat boven de trog rijdt, wordt door een aantal sondespanningen (in casu vier) zodanig gestuurd dat een schrijfstift de baan op de plaat schrijft.

Bij het ontwerpen van het elektrodesysteem van b.v. een elektrostatische lens, of van een elektronenkanon voor een katodestraalbuis, is het van belang te kunnen voorspellen hoe de elektronen zich in het systeem zullen bewegen.

Men kan hiertoe de potentiaalverdeling in het systeem bepalen (b.v. met een elektrolytische trog of een weerstandsnetwerk) en daaruit de elektronenbanen construeren. Dit is echter een zeer bewerkelijke methode. Het apparaat dat in dit artikel wordt beschreven, tekent de elektronenbanen geheel automatisch. De veldsterkte en de spanning, grootheden die nodig zijn om de baan te berekenen, worden gemeten met een elektrolytische trog. Op een plaat boven de trog rijdt een wagentje waaraan een schrijfstift is bevestigd. Het apparaat berekent uit de gemeten grootheden op iedere plaats de kromming die de baan van het wagentje daar ter plaatse moet krijgen opdat de schrijfstift de baan van een elektron volgt.

De elektrolytische trog

We zullen eerst een korte beschrijving geven van de elektrolytische trog, zoals deze wordt gebruikt voor het bepalen van de potentiaalverdeling in een elektrodesysteem [1]). Deze trog is gevuld met een zwak geleidende vloeistof, de elektrolyt (meestal water), waarin een model is geplaatst van het elektrodesysteem. Zet men spanningen op de elektrodes van het model, dan ontstaat in de elektrolyt een potentiaalverdeling, die onafhankelijk is van de aard van het diëlektricum en dus gelijk is aan de verdeling die in vacuüm zou optreden.

Er wordt nu van de volgende gelijkvormigheidswet gebruik gemaakt: de vorm en de relatieve potentiaal van de equipotentiaalvlakken veranderen niet als de spanningen tussen de elektrodes met een willekeurige factor worden vermenigvuldigd, en ook als het elektrodesysteem evenredig wordt vergroot of verkleind. Hiervan wordt gebruik gemaakt om de spanningen een geschikte factor lager te kiezen dan ze bij het werkelijke systeem zijn. De factor behoeft ook niet constant te zijn, d.w.z. men kan wisselspanning toepassen. Dit doet men inderdaad meestal, om polarisatie van de elektrodes tegen te gaan. De afmetingen van de elektrodes worden meestal veel groter gekozen dan ze bij het werkelijke systeem zijn; dit bevordert de nauwkeurigheid van de plaatsbepaling.

Met de elektrolytische trog worden, om praktische redenen, vrijwel uitsluitend metingen verricht in symmetrievlakken van een elektrodesysteem

[1]) Zie b.v.: K. F. Sander en J. G. Yates, The accurate mapping of electric fields in an electrolytic tank, Proc. Instn. Electr. Engrs. **100 II**, 167-175, 1953. Zie verder ook: G. Hepp, Potentiaalmetingen met behulp van de elektrolytische trog, Philips techn. T. **4**, 235-242, 1939; N. Warmoltz, De potentiaalverdeling bij de ontsteker van een relaisbuis met kwikkatode, Philips techn. T. **8**, 346-352, 1946; F. Reiniger, Bestudering van warmtegeleidingsproblemen met behulp van de elektrolytische trog, Philips techn. T. **18**, 11-19, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(zie de eerste twee in [1]) aangehaalde artikelen). Het model wordt daartoe zo in de trog opgehangen dat het symmetrievlak samenvalt met het oppervlak van de elektrolyt (*fig. 1*). De potentialen in dit vlak worden gemeten met een sonde, een metalen pinnetje dat in het oppervlak is gedompeld.

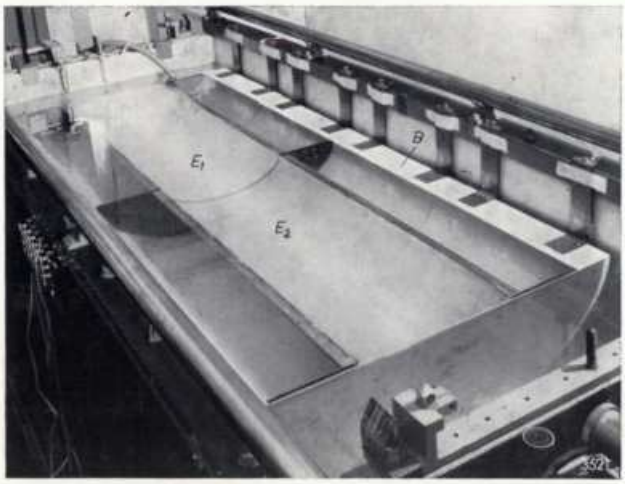


Fig. 1. De elektrolytische trog met een model van een uit twee elektrodes bestaande elektrostatische lens. Het systeem is rotatiesymmetrisch; er wordt gemeten in een vlak dat door de as van het systeem gaat. Het model moet zo worden opgehangen dat dit vlak samenvalt met het vloeistofoppervlak. De elektrodes E_1 en E_2 rusten hiertoe in een halfcilindervormige plastieken bak B, die aan de rand van de trog is opgehangen en met stelschroeven in verticale richting verplaatst kan worden.

Het principe van de baanschrijver

Als een deeltje met massa m en lading e door een potentiaalverschil V vanuit stilstand is versneld tot een snelheid v, geldt: $\frac{1}{2}mv^2 = eV$. De kromming van de baan wordt in ieder punt bepaald door de snelheid van het deeltje en de kracht F_n die het ondervindt in een richting loodrecht op de baan. De kromtestraal ϱ is:

$$\varrho = \frac{mv^2}{F_n} = \frac{2eV}{eE_n} = \frac{2V}{E_n} . \quad . . . \quad (1)$$

Hierin is dus V het potentiaalverschil tussen het beschouwde punt en de plaats waar de snelheid van het deeltje nul is; E_n is de loodrecht op de baan staande component van de veldsterkte ter plaatse van het deeltje.

De baan wordt nu geschreven met behulp van een driewielig wagentje, dat op een plaat boven de trog rijdt. *Fig. 2* geeft een schets van dit wagentje. De schrijfstift bevindt zich onder het punt O op de achteras. Het wagentje wordt voortbewogen door een elektromotor die de vooras aandrijft. De stand van de vooras kan worden gewijzigd door de stuuras St te verdraaien (deze staat loodrecht op het vlak van tekening). Als de afstand van de stuuras tot de achteras h is, en de hoek tussen voor- en achteras α, beschrijft de stift een cirkel met straal

$$\varrho = \frac{h}{\operatorname{tg} \alpha} . \quad . . . . . \quad (2)$$

De schrijfstift tekent dus de baan van het deeltje indien voldaan is aan de volgende voorwaarde:

$$\frac{h}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{2V}{E_n},$$

of, anders geschreven,

$$\alpha = \operatorname{bgtg} \frac{hE_n}{2V} . \quad . . . . . \quad (3)$$

In elk punt moet α dus worden ingesteld volgens de plaatselijke E_n en V.

Dit principe werd reeds in 1937 beschreven door D. Gabor[2]) en D. B. Langmuir[3]), onafhankelijk van elkaar. Zij bepaalden het potentiaalverschil V en de veldsterkte E_n uit de potentialen van twee sondes. In ons geval zijn vier, op een rijtje geplaatste, sondes gebruikt, omdat hiermee een grotere nauwkeurigheid wordt bereikt. De kromme die het potentiaalverloop langs de lijn door de sondes aangeeft, wordt nu nl. benaderd door een derdegraadsfunctie in plaats van door een lineaire. De sondes zijn mechanisch zodanig met het wagentje verbonden dat ze zich altijd loodrecht onder de achteras bevinden. Ze staan op onderling gelijke afstanden symmetrisch ten opzichte van de schrijfstift (zie fig. 2). Spanningen evenredig met V en E_n worden toegevoerd aan een servosysteem, dat met behulp van een stuurmotor de stuuras van het wagentje de juiste stand geeft.

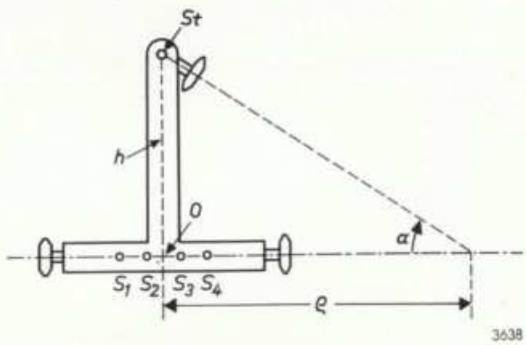


Fig. 2. Schets van het driewielige wagentje dat de elektronenbaan beschrijft. De schrijfstift bevindt zich onder het punt O van de achteras. $S_1 \ldots S_4$ zijn de plaatsen waar, onder de plaat waarop het wagentje rijdt, vier sondes in de elektrolyt steken. Het voorwiel wordt door een elektromotor aangedreven. De stuuras St (verticale as die de vooras verdraait) wordt door een servomotor zo gedraaid dat de schrijfstift de baan tekent.

[2]) D. Gabor, Mechanical tracer for electron trajectories, Nature **139**, 373, 1937.

[3]) D. B. Langmuir, Automatic plotting of electron trajectories, Nature **139**, 1066-1067, 1937, en D. B. Langmuir, An automatic plotter for electron trajectories, R.C.A. Rev. **11**, 143-154, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het tekenen van een baan kan in ieder willekeurig punt beginnen. Het wagentje wordt dan met de schrijfstift boven dit punt geplaatst. De richting van de beginsnelheid waarmee het elektron zich in dit beginpunt beweegt, kan ook willekeurig worden gekozen door het wagentje in een bepaalde richting te plaatsen. (De raaklijn van de baan valt samen met de lijn h (fig. 2); deze geeft dus de richting waarin het elektron beweegt.) De snelheid van het wagentje — die natuurlijk geen verband heeft met de snelheid van het elektron — mag vrij worden gekozen; men mag het ook laten stoppen en terugrijden ter controle van de geschreven baan.

Overzicht van de apparatuur

In *fig. 3* is een schematisch overzicht gegeven van de gehele apparatuur. Een *RC*-generator levert een sinusvormige wisselspanning met een frequentie van ca. 500 Hz. Deze wordt via een fazedraaier *FD*, waarvan we de functie straks toelichten, toegevoerd aan een vermogensversterker *VV*, die er een kanteelspanning van maakt. Deze versterker heeft een uitgangstransformator, waarvan de secundaire wikkeling niet geaard is. Hierop zijn vier potentiometers aangesloten, zodat van de totale spanning, die aan twee elektrodes van het model wordt gelegd, nog vier instelbare tussentrappen gekozen kunnen worden voor vier andere eventueel in het model aanwezige elektrodes. De spanningen van de vier sondes S worden via katodevolgers KV toegevoerd aan twee rekenorganen. Het rekenorgaan VR bepaalt uit deze vier spanningen de potentiaal V midden tussen de sondes (dus ter plaatse van de schrijfstift). Tevens levert het de spanning $-V$, die ook voor het servosysteem nodig is. Het rekenorgaan ER bepaalt uit de vier sondespanningen de veldsterkte E_n ter plaatse van de schrijfstift.

Het servosysteem bestaat uit een potentiometerschakeling, een versterker en een stuurmotor. De potentiometerschakeling is op het wagentje W gemonteerd en bestaat uit twee potentiometers en enige weerstanden. Aan deze schakeling worden de spanningen V, $-V$ en gE_n toegevoerd (g is een constante met de dimensie lengte, gE_n heeft dan de dimensie spanning; de berekening van g bespreken we hieronder). De lopers van de potentiometers zijn mechanisch verbonden met de stuuras van het wagentje. De schakeling is zo ontworpen dat ze geen uitgangssignaal geeft als de stuuras in de juiste stand staat. Indien er een afwijking is, levert de potentiometerschakeling een spanning V_p, die via een versterker SV de stuurmotor SM bekrachtigt. Ter wille van de nauwkeurigheid is het nodig (zie later), de spanning V_p slechts gedurende een klein deel van iedere periode te gebruiken. De faze van dit gedeelte wordt ingesteld met behulp van de tweede uitgangsspanning van de reeds genoemde fazedraaier *FD*.

Fig. 4 geeft een afbeelding van het apparaat

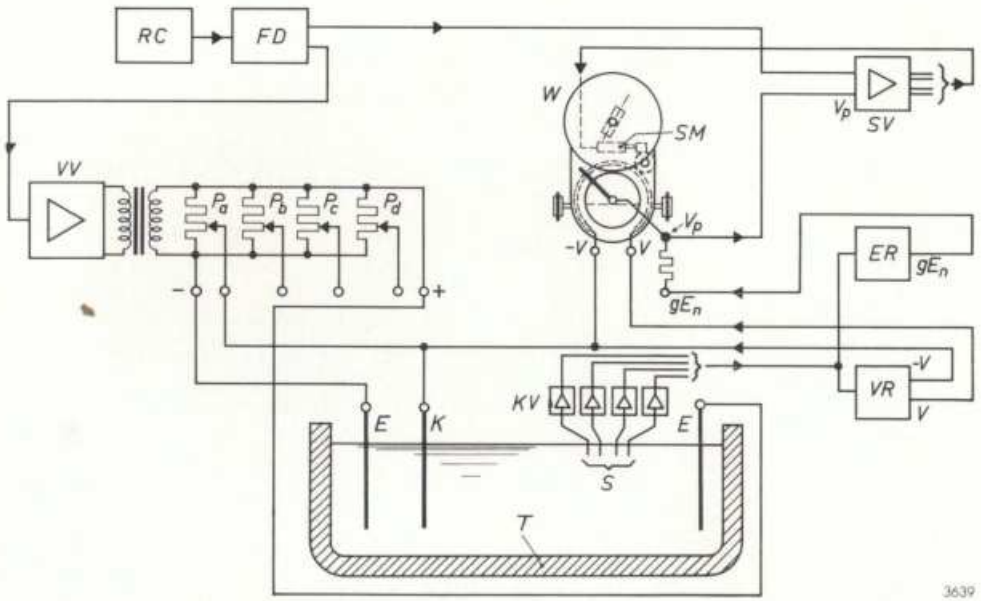


Fig. 3. Schema van de baanschrijver. *RC* generator voor 500 Hz. *FD* fazedraaier. *VV* vermogensversterker. $P_a \ldots P_d$ potentiometers voor het instellen van de voedingsspanningen van de elektrodes *E*. *T* elektrolytische trog. *K* katode van het elektrodesysteem, d.i. de elektrode waarbij de elektronen de snelheid nul hebben. *S* sondes. *KV* katodevolgers. *VR* rekenorgaan voor het bepalen van de gemiddelde sondepotentiaal *V*. *ER* rekenorgaan voor het bepalen van de plaatselijke veldsterkte E_n. *W* wagentje met potentiometerschakeling en stuurmotor *SM*. *SV* stuurmotorversterker.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tijdens het tekenen van een baan in een elektronenkanon voor een televisieweergeefbuis. De elektronische apparatuur is op deze foto niet zichtbaar.

De trog en de elektrodes

De elektrolytische trog is gemaakt van gewapend beton en heeft de inwendige maten 192 bij 78 bij 50 cm. De wanden zijn bekleed met een laag polyethyleen van 3 mm dikte, om te voorkomen dat ionen uit het beton in het water oplossen.

Aan het oppervlak van de sondes en de elektrodes treden verschijnselen op die de nauwkeurigheid nadelig kunnen beïnvloeden. Als een metaal nl. in aanraking wordt gebracht met een elektrolyt, ont-

Fig. 4. Overzichtsfoto van de baanschrijver. Op de rijplaat, die boven de trog ligt, rijdt het wagentje. Op het bedieningsdoosje in de hand van de laborant bevindt zich een schakelaar, waarmee de rijrichting van het wagentje omgekeerd kan worden, en een potentiometer voor het regelen van de snelheid van het wagentje. Er wordt in het afgebeelde geval een baan getekend in een elektronenkanon voor een televisieweergeefbuis (de baan is voor de duidelijkheid overgetrokken). De vorm van de elektrodes is op de rijplaat getekend. Als alle banen zijn getekend, wordt de plaat gefotografeerd en daarna weer schoongemaakt. Om het model in de trog te plaatsen, hijst men de rijplaat langs de verticale binten op.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

staat tussen het metaal en de elektrolyt een potentiaalverschil. Indien er een stroom loopt van het metaal naar de elektrolyt, kan aan het oppervlak nog een extra potentiaalverschil optreden, polarisatie genaamd. Deze is afhankelijk van de grootte van de stroom. Bij de sondes en de elektrodes moet de polarisatie zo klein mogelijk zijn; het constante potentiaalverschil dat dan overblijft, is onschadelijk doordat wisselspanning wordt gebruikt. Als een metaaloppervlak wordt bedekt met fijn verdeeld platina, zg. platinazwart, is de polarisatie uiterst klein. Bij de sondes is dit inderdaad gedaan, maar bij de elektrodes is dit door hun grote afmetingen niet mogelijk. Een zilveroppervlak bleek een voor de elektrodes voldoende kleine polarisatie te krijgen; deze worden daarom vervaardigd van verzilverd messing of koper.

De invloed van de polarisatie op de potentiaalmetingen kan nog worden verkleind door een elektrolyt te gebruiken met een grote soortelijke weerstand. In ons geval is gedeïoniseerd water gebruikt, met een soortelijke weerstand van ongeveer 30 kΩcm, in plaats van leidingwater, dat een soortelijke weerstand van ongeveer 2 kΩcm heeft.

Om een zo groot mogelijke nauwkeurigheid te bereiken, moet nog aan twee voorwaarden zijn voldaan.

1) De elektrolyt moet homogeen geleiden. Hieraan is eenvoudig te voldoen door de elektrolyt kort voor de meting te roeren.
2) De sondes mogen geen stroom uit de elektrolyt trekken, want dit zou de potentiaalverdeling verstoren. Daarom zijn de sondes aangesloten op katodevolgers met extreem hoge ingangsweerstand.

Als gevolg van de polarisatie aan het oppervlak van de elektrodes treedt een fazeverschuiving op tussen de spanning aan de elektrodes en de stroom, en daardoor is er bij gebruik van een sinusvormige spanning geen scherp nulpunt in de uitgangsspanning V_p van de potentiometerschakeling. V_p is nl. een lineaire combinatie van gE_n en V. De spanning gE_n wordt berekend uit het potentiaalverschil tussen de sondes, dus tussen punten in de elektrolyt; V daarentegen is het potentiaalverschil tussen een punt in de elektrolyt en een elektrode van het model (de katode van het systeem). De fazeverschuiving doet zich dus niet gevoelen in gE_n, maar wel in V. Deze twee spanningen hebben daardoor niet dezelfde faze, zijn dus nooit tegelijk nul en V_p kan nooit nul worden.

Sander en Yates [4]) hebben voorgesteld, voor de voeding van de elektrodes van een elektrolytische trog een kanteelspanning te gebruiken; dit geeft nl. wèl een scherp instelkenmerk. Dit is hier ook toegepast, waardoor de spanning V_p de vorm krijgt die gegeven is in *fig. 5a, b* en *c*, afhankelijk van de stand van de loper van de potentiometer op het wagentje. We kunnen nu scherp op de evenwichtsstand (fig. 5*b*) instellen door een schakeling te gebruiken die alleen op de stukjes met kleine helling (plateaus) reageert.

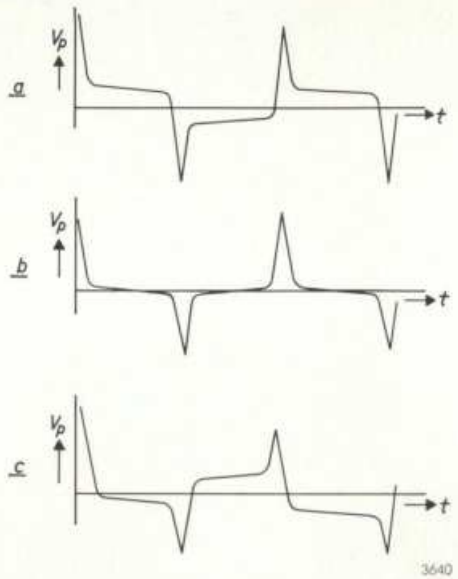


Fig. 5. Uitgangsspanning V_p van de potentiometerschakeling bij gebruik van een kanteelspanning voor de voeding van de elektrodes. *b*) De stuuras van het wagentje staat in de juiste stand. Het midden van het „vlakke" deel (het plateau) van de kromme is nul. *a*) en *c*) De stuuras staat niet in de juiste stand. De spanning van het midden van het plateau wordt na versterking toegevoerd aan de stuurmotor, die de stand van de stuuras corrigeert.

Het opwekken van het veld in de trog

Zoals reeds is uiteengezet, worden de elektrodes met wisselspanning gevoed, terwijl er in het werkelijke systeem positieve of negatieve gelijkspanningen op staan. Bij het aansluiten van de elektrodes op de uitgang van de vermogensversterker VV (fig. 3) wordt nu één van de uitgangsklemmen hiervan steeds als positief beschouwd en de andere als negatief. Verwisseling van deze klemmen zou betekenen dat de faze van de spanningen op de elektrodes (en dus ook de faze van V, E_n en V_p) 180° werd verschoven. Bij de bespreking van de stuurmotorversterker zal blijken dat hierdoor het servosysteem instabiel zou worden.

Als voorbeeld van het instellen van de spanningen op de elektrodes beschouwen we een triode, waarbij $V_k = 0$ V, $V_g = -10$ V, en $V_a = 200$ V. Het rooster wordt met de min-klem van de vermogensversterker verbonden en de anode met de plus-klem. De katode moet nu ten opzichte van de min-klem een spanning krijgen die 10/210 × de uitgangsspanning van de versterker bedraagt. Hiertoe wordt

[4]) Zie het eerste in [1]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de katode verbonden met de loper van potentiometer P_a in fig. 3. Voor het instellen van de loper wordt een brugschakeling gebruikt, die is gegeven in *fig. 6*. Een nauwkeurig geijkte decadepotentiometer P_{dec} wordt parallel met P_a op de versterker

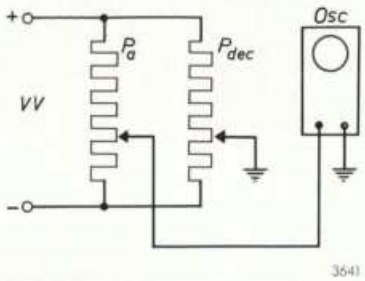


Fig. 6. Brugschakeling voor het instellen van de potentiometers waarvan de elektrodespanningen worden afgetakt. *VV* uitgang vermogensversterker. P_a potentiometer waarop de elektrode zal worden aangesloten. P_{dec} geijkte decadepotentiometer, die op de gewenste verhouding is ingesteld. *Osc* oscilloscoop.

aangesloten. De loper van P_{dec} wordt zo ingesteld dat de weerstanden van de delen waarin de potentiometer wordt verdeeld, zich verhouden als 10 : 210. De loper wordt geaard en de loper van P_a wordt met behulp van een oscilloscoop zo ingesteld dat zijn spanning ook nul is.

Om redenen die bij het rekenorgaan voor E_n zullen worden behandeld, moet de potentiaal midden tussen de sondes nul zijn. Dit wordt bereikt door van alle elektrodespanningen de spanning V af te trekken. Hiertoe wordt de uitgang $-V$ van het V-rekenorgaan verbonden met de elektrode van het systeem waar de elektronensnelheid nul is, zoals in fig. 3 is getekend. Deze elektrode wordt katode genoemd, ongeacht zijn functie in het systeem. Als in het systeem geen dergelijke elektrode voorkomt, moet toch één van de potentiometerklemmen op de nulspanning worden ingesteld en met de uitgang $-V$ worden verbonden. Neem b.v. een systeem van een elektronenlens met twee elektrodes waarvoor geldt $V_2 > V_1 > 0$. De nulspanning wordt afgenomen van de min-klem, en elektrode *2* wordt met de plus-klem verbonden. Elektrode *1* wordt verbonden met de loper van P_a, die is ingesteld op de verhouding V_1/V_2.

Het bepalen van E_n en V

De veldsterkte E_n en de potentiaal V kunnen in principe, zoals Gabor en Langmuir deden, worden bepaald uit de spanningen van twee sondes, die aan weerszijden van het meetpunt staan

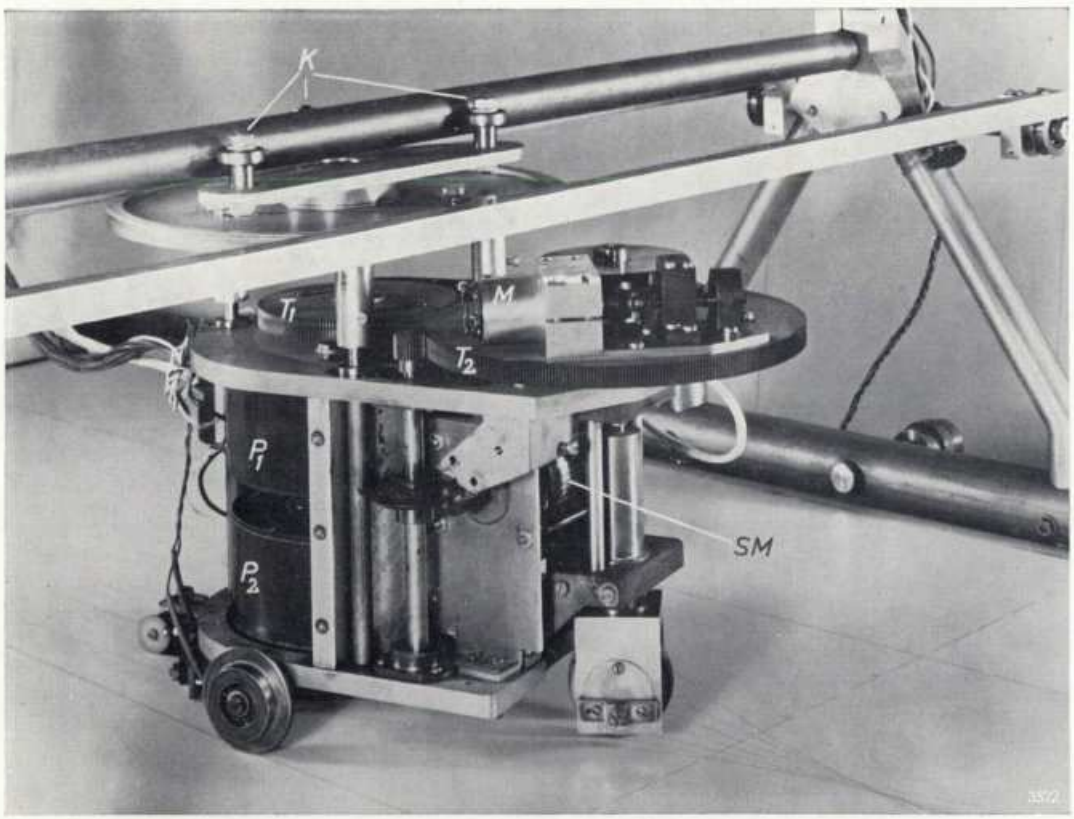


Fig. 7. Het wagentje op de rijplaat. *M* motor die het voorwiel drijft voor de voortbeweging van het wagentje. *SM* stuurmotor die via een wormwiel, een rondsel en tandwiel T_2 de stuuras in de juiste stand zet. P_1 en P_2 potentiometers van de potentiometerschakeling. T_1 en T_2 tandwielen die de stand van de lopers van de potentiometers koppelen aan de stand van de stuuras. *K* kogellegers die de beweging van het wagentje in de lengterichting van de trog overbrengen op een dwarsfreem, dat de sondes, die zich onder de rijplaat bevinden, doet meebewegen. (De platen die in fig. 4 de potentiometers beschermen, zijn hier verwijderd.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

langs een lijn loodrecht op de richting van de baan. Als hun onderlinge afstand a is en hun spanningen V_1 en V_2 zijn, is $E_n = (V_1 - V_2)/a$ en $V = \frac{1}{2}(V_1 + V_2)$. Deze spanningen zouden met een verschilversterker en een somversterker kunnen worden bepaald. In die punten waar de veldsterkte sterk van de plaats afhangt, zou men op deze wijze echter onjuiste waarden vinden. Deze fout kan weliswaar worden verminderd door de onderlinge afstand van de sondes te verkleinen, maar dan wordt het spanningsverschil kleiner, zodat hogere eisen gesteld moeten worden aan de nauwkeurigheid waarmee de spanningen worden gemeten. Bovendien wordt dan de verstoring die de sondes ter plaatse in de potentiaalverdeling teweeg brengen, groter.

We zeiden reeds dat bij de hier beschreven apparatuur vier sondes worden gebruikt; hiermee is een grotere nauwkeurigheid in E_n en V te bereiken zonder de onderlinge afstand te verkleinen. De formules voor E_n en V zijn nu uiteraard ingewikkelder en voor het bepalen van deze spanningen is een omvangrijker elektronisch apparaat nodig.

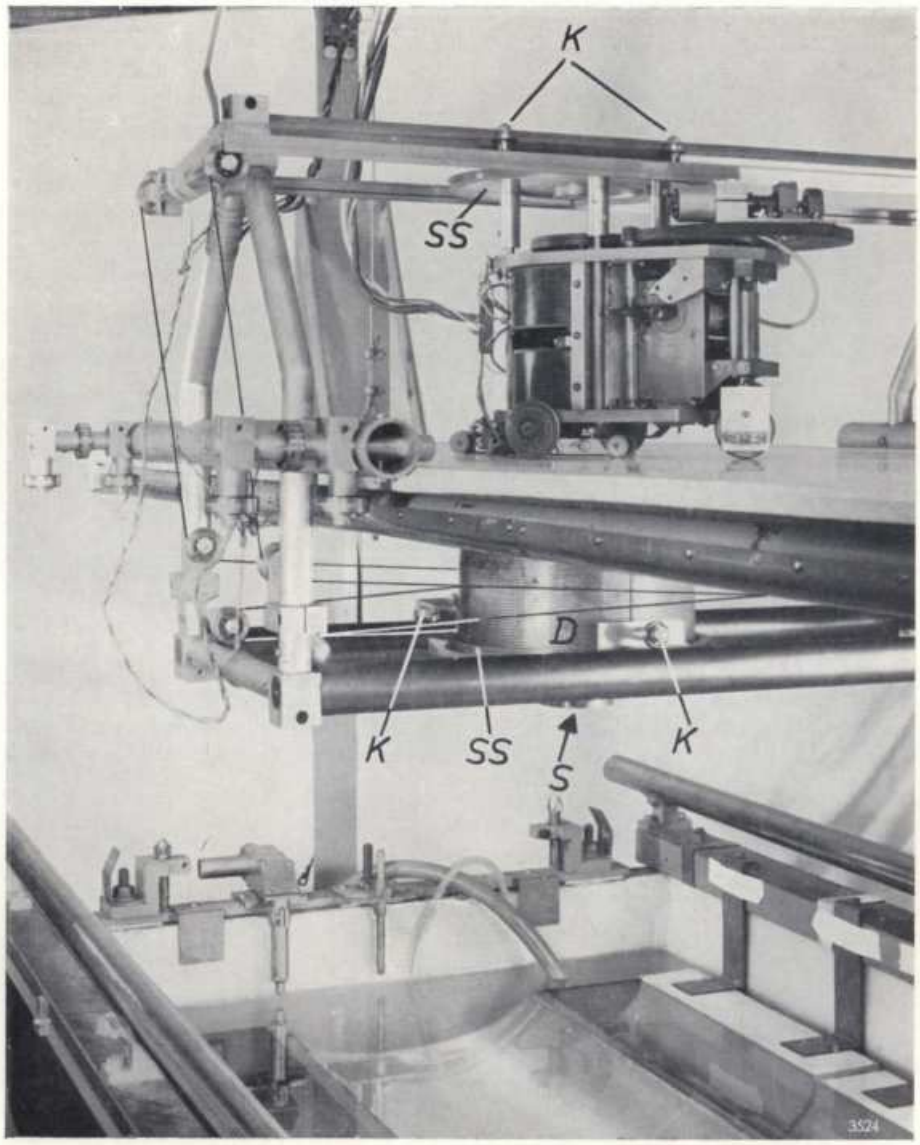


Fig. 8. Op deze foto is de rijplaat een stukje opgehesen, zodat het dwarsfreem zichtbaar is. Onder de rijplaat bevindt zich een doos D met de vier katodevolgers en daaronder de sondehouder met de vier sondes S. Deze steken er onderuit, maar zijn door hun kleine afmetingen (0,5 mm diameter) op de foto niet goed zichtbaar.

De beweging van het wagentje in de lengterichting van de trog wordt met de kogellegers K overgebracht op het dwarsfreem, dat deze beweging weer met kogellegers aan de doos meedeelt. De beweging van het wagentje in dwarsrichting en zijn draaiing worden overgebracht door snaren, die over de snaarschijven SS lopen. Onderaan het wagentje is de schrijfinrichting zichtbaar, nl. het schrijfrelais, de twee rolletjes waarover het lint loopt, en het wieltje dat de lijn schrijft.

Voordat we de rekenorganen en de afleiding van de formules in detail bespreken, zullen we eerst de onderdelen van het servosysteem behandelen.

Het wagentje

Fig. 7 toont het driewielige wagentje dat de banen beschrijft. Het wordt voortbewogen door de elektromotor M die de vooras drijft. De stuurmotor SM verdraait, via een wormwiel en een rondsel, het tandwiel T_2 dat aan de stuuras is bevestigd. Op het wagentje zijn de potentiometers P_1 en P_2 van de potentiometerschakeling gemonteerd. Met behulp van de tandwielen T_1 en T_2 is de stand van de twee lopers gekoppeld aan de stand van de stuuras. In *fig. 8* is de rijplaat zover opgehesen dat de onderkant zichtbaar is. Hier bevinden zich de sondes S in de sondehouder, die is bevestigd aan een ronde doos D waarin de vier katodevolgers zijn geplaatst. De sondes moeten altijd de juiste positie ten opzichte van het wagentje innemen. De bewegingen van het wagentje moeten dus op de sondes worden overgebracht. In de lengterichting van de trog gebeurt dit door middel van een dwarsfreem dat op de rand van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de trog rijdt, en waar het wagentje en de doos met kogellegers K tegenaan rusten. Verder is op het wagentje een snaarschijf SS gemonteerd, waarover twee snaren lopen, die via katrollen naar de onderkant van de rijplaat worden geleid. Ze lopen daar over een even grote snaarschijf die aan de doos is bevestigd en brengen zo de beweging in dwarsrichting en de draaiing van het wagentje op de sondes over.

De schrijfinrichting is in fig. 8 onder het wagentje zichtbaar. Hij bevat een schrijfmachinelint zonder eind, dat over twee rollen loopt. Een wieltje met vrij scherpe rand is bevestigd aan het anker van een relais en drukt het lint op de rijplaat als dit schrijfrelais bekrachtigd is. Als het wagentje rijdt, rolt het lint zich af doordat het ten opzichte van de rijplaat blijft stilstaan.

De potentiometerschakeling

Op het wagentje bevindt zich de potentiometerschakeling, waarvan het principe gegeven is in *fig. 9a*. De uitwijking van de loper van potentiometer P_1 uit het midden wordt x genoemd, waarbij x van $-\frac{1}{2}$ tot $+\frac{1}{2}$ kan lopen. Omdat α (de hoek tussen voor- en achteras van het wagentje) van $-\frac{1}{2}\pi$ tot $+\frac{1}{2}\pi$ moet kunnen lopen, dient de overbrenging tussen de potentiometeras en de stuuras zo gekozen te worden dat $\alpha = \pi x$.

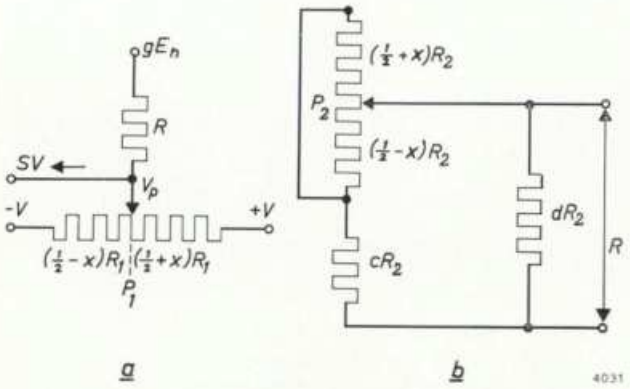


Fig. 9. *a*) Principe van de stuurschakeling die op het wagentje is gemonteerd. Aan de potentiometer P_1 worden de spanningen V en $-V$ toegevoerd en aan de weerstand R de spanning gE_n. De stand van de loper wordt bepaald door de stand van de stuuras. De spanning V_p van de loper wordt aan de stuurmotorversterker SV toegevoerd.
b) Schakeling, waarmee gezorgd wordt dat R volgens een bepaalde functie afhankelijk is van de stand van de stuuras, nl. zodanig dat V_p nul is als de stuuras in de juiste stand staat. De loper van de potentiometer P_2 is gekoppeld met die van de potentiometer P_1 in (*a*).

Als de loper van de potentiometer in de uiterste stand staat, blijft er toch nog een kleine weerstand over tussen de loper en de aansluitklem, zodat x niet geheel $\frac{1}{2}$ (of $-\frac{1}{2}$) kan worden. De hoek α blijft dus in de uiterste stand iets kleiner dan $\frac{1}{2}\pi$, en de kromtestraal van de baan kan dus niet 0 worden. De kleinste kromtestraal die door het wagentje geschreven kan worden, is 3 mm. Voor de praktijk is dit in verreweg de meeste gevallen voldoende. Indien een nog sterkere kromming van de baan nodig is, kan men een deel van het model op grotere schaal uitvoeren en daarin de baan laten schrijven.

Uit de knooppuntsvergelijking $\Sigma I = 0$ volgt:

$$V_p = \frac{(\frac{1}{4} - x^2)R_1 g E_n - 2xRV}{(\frac{1}{4} - x^2)R_1 + R} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Deze spanning wordt als uitgangsspanning van de schakeling gebruikt en moet dus nul zijn als de stuuras in de juiste stand staat. In die stand is $\alpha = \text{bg tg } hE_n/2V$, dus moet $V_p = 0$ zijn als $\pi x = \text{bg tg } hE_n/2V$. Daartoe moet gelden:

$$R = R_1 \frac{g}{h}\left[\frac{\frac{1}{4} - x^2}{x} \text{ tg } \pi x\right] . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Wordt de factor tussen [ ] grafisch als functie van x uitgezet, dan ontstaat een kromme die lijkt op een parabool, waarvan de top is afgeplat. Een dergelijk verloop als functie van x vertoont ook de weerstand tussen de uitgangsklemmen van de schakeling in fig. 9*b*. Deze bevat een tweede potentiometer P_2, waarvan de loper gelijkloopt met die van P_1. De weerstand van deze schakeling is

$$R = d\,\frac{c + \frac{1}{4} - x^2}{c + d + \frac{1}{4} - x^2} R_2, \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

waarin c en d constanten zijn. Deze functie valt niet geheel samen met de gewenste functie, maar de waarden van R_1, R_2, c, d en h/g kunnen zo gekozen worden dat over het gehele gebied $|x| \leqq \frac{1}{2}$ de relatieve fout van de kromtestraal kleiner is dan 3×10^{-5} (deze fout valt dus in het niet vergeleken bij de fout die wordt veroorzaakt door de normale onvolkomenheden van de potentiometers P_1 en P_2). De afstand h kan aan het wagentje worden gemeten, waarna uit h/g de waarde van de factor g berekend kan worden.

De stuurmotorversterker

Aangezien de potentiometerschakeling niet belast mag worden, wordt de spanning V_p toegevoerd aan een versterker die aan zijn uitgang het vermogen kan leveren dat nodig is om de stuurmotor te bekrachtigen. De uitgangsspanning van deze stuurmotorversterker is een wisselspanning van 50 Hz, waarvan de amplitude evenredig is met die van V_p.

De spanning V_p heeft de vorm die gegeven is in fig. 5. In de evenwichtsstand (de stuuras staat dan in de juiste stand) ligt het midden van het plateau op nulniveau. De stuurmotorversterker moet dus slechts de spanning gedurende dit deel van elke periode (t_1, zie *fig. 10*) versterken. Dit wordt als volgt gerealiseerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De stuurmotorversterker bevat een versterktrap die de spanning V_p versterkt tot AV_p. Daarna wordt deze spanning opgeteld bij een gelijkspanning V_B en ervan afgetrokken, zodat twee spanningen

$$V_C = V_B + AV_p \quad \text{en}$$
$$V_D = V_B - AV_p$$

ontstaan (fig. 10). V_C en V_D worden toegevoerd aan een trekkerschakeling die via de fazedraaier *FD* (fig. 3) wordt bestuurd door dezelfde wisselspanning die (via de vermogensversterker) aan de elektrodes van het model wordt gelegd. Het fazeverschil tussen de beide uitgangsspanningen van *FD* stellen we zó in, dat de trekkerschakeling steeds gedurende het interval t_1 de spanningen V_C en V_D doorgeeft naar de volgende trap. Dit is een modulator, die een

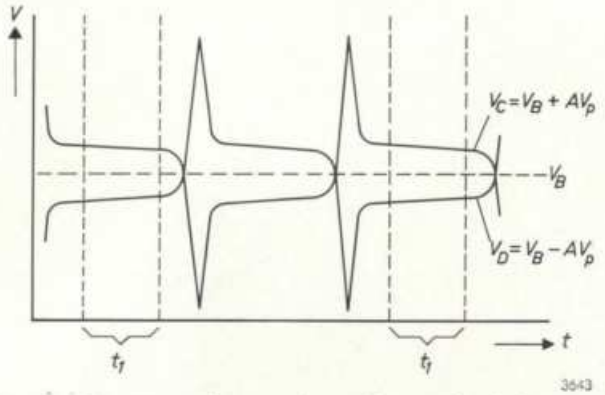


Fig. 10. Diagram van de spanningen die optreden in de stuurmotorversterker. De spanning V_p wordt na versterking opgeteld bij V_B en ervan afgetrokken. Gedurende het tijdsinterval t_1 zijn deze spanningen V_C en V_D aan elkaar gelijk als de stuuras in de juiste stand staat.

wisselspanning levert van 50 Hz waarvan de amplitude evenredig is met het verschil $V_C - V_D$, dus evenredig met de waarde die V_p gedurende het interval t_1 heeft. Dit geldt ook als V_p negatief is; de faze is dan 180° verschoven.

De stuurmotor is een tweefazenmotor, waarvan de ene wikkeling via een transformator uit het net wordt gevoed. Op de andere wikkeling staat de uitgangsspanning van de stuurmotorversterker. Afhankelijk van de faze van deze spanning draait de motor linksom of rechtsom tot V_p nul is.

Nu wordt tevens duidelijk waarom — zoals hiervoor is gesteld — de klemmen van de vermogensversterker niet verwisseld mogen worden. De faze van V_p zou dan 180° verschuiven. In het interval t_1 zou V_p dus het tegengestelde teken hebben en de motor zou in de verkeerde richting draaien.

Van het gehele servosysteem moet geëist worden dat het snel genoeg reageert om het wagentje alle krommingen van de baan goed te doen volgen. Dit kan gecontroleerd worden b.v. door de baan in beide richtingen te laten schrijven. Als de twee banen een verschil vertonen, is het systeem te traag geweest, of de snelheid van het wagentje te groot. De reactiesnelheid en de demping van het systeem hangen af van het traagheidsmoment der draaiende delen, van de wrijving en van de verhouding $M/\Delta\alpha$, waarin M het koppel op de stuuras is dat optreedt als gevolg van een afwijking $\Delta\alpha$ uit zijn juiste stand. Het systeem wordt sneller naarmate $M/\Delta\alpha$ toeneemt, en tegelijk neemt de demping af. De verhouding $M/\Delta\alpha$ is evenredig met de versterking van de stuurmotorversterker en met de spanning V, en hangt nog enigszins van de kromtestraal af. Aangezien V evenredig is met de voedingsspanning van de elektrodes, kan $M/\Delta\alpha$ dus zowel met de stuurmotorversterker als met de vermogensversterker worden ingesteld.

Het systeem voldoet het best, d.w.z. de snelheid van het wagentje mag het grootst zijn, als het niet of nauwelijks gedempt is en de amplitude van de beweging klein blijft. Deze snelheid kan ongeveer 2 cm/s zijn als ϱ slechts weinig varieert, maar moet bij sterke variatie van ϱ aanzienlijk worden verminderd. Hiertoe kan men de voedingsspanning van de elektromotor tijdens het schrijven van de baan met een potentiometer regelen.

Afleiding van de formules voor E_n en V

De veldsterkte E_n en de potentiaal V moeten door de rekenorganen worden berekend uit de spanningen van de vier sondes. De lijn door de sondes noemen we n-as (*fig. 11*); deze staat loodrecht op de richting van de baan. De n-coördinaten van de sondes $S_1 \ldots S_4$ zijn $-\frac{3}{2}a$, $-\frac{1}{2}a$, $\frac{1}{2}a$ en $\frac{3}{2}a$; de afstand tussen de sondes is a. Van de functie $V(n)$ die het potentiaalverloop langs de n-as geeft, zijn vier waarden bekend. We veronderstellen dat $V(n)$ een derdegraadsveelterm in n is, dit is immers de meest algemene veelterm die door vier waarden is bepaald. De functie $V(n)$ kan nu worden berekend, waarna

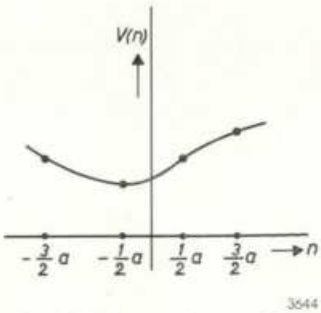


Fig. 11. Potentiaalverdeling langs de n-as. De sondes bevinden zich in de punten $n = -\frac{3}{2}a$, $n = -\frac{1}{2}a$, enz. De functie $V(n)$ die het potentiaalverloop aangeeft, wordt benaderd door een derdegraadskromme door de vier potentialen van de sondes.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$V = V(0)$ en $E_p = -V(0)$ bekend zijn [5]). We vinden hiervoor:

$$E_n = \frac{1}{24a}\left[27(V_2-V_3)+(V_4-V_1)\right] \quad . \; . \quad (7)$$

en

$$V = \frac{1}{16}\left[9(V_2+V_3)-(V_1+V_4)\right] \quad . \; . \quad (8)$$

De invloed van de geïnduceerde dipolen

Er treedt een complicatie op doordat de sondes een verstoring veroorzaken in het potentiaalveld in de elektrolyt. In elke sonde wordt nl. een dipool geïnduceerd, die het veld ter plaatse van de andere sondes beïnvloedt. De spanningen $V_1 \ldots V_4$ die aan de sondes worden gemeten, zijn daardoor niet dezelfde als de spanningen $V_{01} \ldots V_{04}$ die in de elektrolyt heersen als de sondes niet zijn ingedompeld. Deze laatste spanningen moeten, in plaats van $V_1 \ldots V_4$, gebruikt worden in de formules (7) en (8), zodat we nog moeten nagaan hoe deze spanningen volgen uit de gemeten spanningen $V_1 \ldots V_4$.

De dipoolmomenten van de vier sondes zijn evenredig met de veldsterkten ter plaatse en hebben dezelfde richting. De componenten loodrecht op de n-richting hebben geen invloed op het veld ter plaatse van de andere sondes, we beschouwen daarom slechts de componenten in de n-richting, $M_1 \ldots M_4$. Deze zijn dus evenredig met de n-componenten van de veldsterkten ter plaatse, $E_1 \ldots E_4$:

$$M_i = \varepsilon k E_i \quad (i = 1 \ldots 4), \quad . \; . \; . \quad (9)$$

waarin ε de diëlektrische constante van de elektrolyt is, en de factor k de dimensie (lengte)^3 heeft.

Tussen de spanningen V_{0i} en V_i bestaan nu de volgende relaties:

$$\left.\begin{aligned}
V_{01} &= V_1 + \frac{k}{(6a)^3}(V_1+126V_2-171V_3-26V_4),\\
V_{02} &= V_2 + \frac{k}{(6a)^3}(-414V_1+783V_2-270V_3-99V_4),\\
V_{03} &= V_3 + \frac{k}{(6a)^3}(-99V_1+270V_2-783V_3-414V_4),\\
V_{04} &= V_4 + \frac{k}{(6a)^3}(-26V_1+171V_2+126V_3-71V_4).
\end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad (10)$$

In formule (7) voor E_n moeten $V_1 \ldots V_4$ worden vervangen door $V_{01} \ldots V_{04}$. Substitueren we daarna voor $V_{01} \ldots V_{04}$ de uitdrukkingen (10), dan ontstaat:

$$E_n = \frac{1}{24a}\left[27(V_2-V_3)+(V_4-V_1)+\right.$$
$$\left.+\frac{k}{a^3}\left\{130(V_2-V_3)+40(V_4-V_1)\right\}\right]. \quad (11)$$

Als we deze zelfde bewerking uitvoeren met formule (8) voor V, geeft dit:

$$V = \tfrac{1}{2}(V_2+V_3)+\frac{1}{16}(V_2+V_3-V_1-V_4)(1+21{,}6\frac{k}{a^3}). \quad . \; . \; . \quad (12)$$

De tweede term is reeds klein ten opzichte van de eerste en een correctie op deze term heeft geen zin. Voor de spanning V behoeven we de correctie voor de dipoolmomenten van de sondes dus niet toe te passen; we gebruiken hiervoor de vergelijking (8).

De vergelijkingen (10) worden afgeleid met behulp van enkele formules uit de elektrostatica, waarbij we ons beperken tot de bovengenoemde componenten in de n-richting en tot punten op de n-as.

Als een dipool, waarvan de n-component M is, zich in de oorsprong van de n-as bevindt, is de veldsterkte in het punt $n = a$ gegeven door $E = 2M/|a|^3$ en de potentiaal in dit punt door $V = -Ma/|a|^3$. Bedenken we dat het veld bij een sonde is opgebouwd uit het oorspronkelijke veld en de bijdragen van de dipolen van de andere sondes, dan vinden we, indien E_{0i} de n-component van de veldsterkte bij niet-ingedompelde sondes betekent:

$$\left.\begin{aligned}
E_1 &= E_{01} + \frac{2k}{a^3}E_2 + \frac{2k}{(2a)^3}E_3 + \frac{2k}{(3a)^3}E_4,\\
E_2 &= E_{02} + \frac{2k}{a^3}E_1 + \frac{2k}{a^3}E_3 + \frac{2k}{(2a)^3}E_4,
\end{aligned}\right\} \quad . \; . \quad (13)$$

$$\left.\begin{aligned}
V_1 &= V_{01} - \frac{k}{a^2}E_2 - \frac{k}{(2a)^2}E_3 - \frac{k}{(3a)^2}E_4,\\
V_2 &= V_{02} + \frac{k}{a^2}E_1 - \frac{k}{a^2}E_3 - \frac{k}{(2a)^2}E_4,
\end{aligned}\right\} \quad . \; . \quad (14)$$

en soortgelijke betrekkingen voor E_3, E_4, V_3 en V_4.

Verder veronderstellen we dat de functie die het potentiaalverloop $V_0(n)$ langs de n-as weergeeft als de sondes niet in het water steken, een derdegraadsveelterm in n is. Dit is immers de meest algemene veelterm die door vier waarden bepaald is. De eerste afgeleiden in de punten $-\frac{3}{2}a$, $-\frac{1}{2}a$, $\frac{1}{2}a$ en $\frac{3}{2}a$ zijn dan de veldsterkten $E_{01} \ldots E_{04}$. Dit geeft nog vier vergelijkingen tussen de grootheden. Nu zijn 12 vergelijkingen beschikbaar met 16 grootheden. Door elimineren (het eenvoudigst gaat dit met matrixrekening) kunnen $V_{01} \ldots V_{04}$ uitgedrukt worden in $V_1 \ldots V_4$, wat het bovenstaande resultaat geeft.

De waarde van k/a^3 kan berekend worden uit de formule voor het dipoolmoment M, dat geïnduceerd wordt in een cilindertje met straal R en hoogte h, als de veldsterkte E loodrecht op de beschrijvende staat: $M = \frac{1}{3}\varepsilon R^2 h E$. Door vergelijken met (9) volgt hieruit:

$$k = \tfrac{1}{3}R^2 h.$$

De diameter van de sondes is 0,5 mm en ze steken ongeveer 1 mm in de elektrolyt. De afstand a is 4 mm, waarmee $k/a^3 = 0{,}0005$.

[5]) Voor een uitvoeriger behandeling zie: J. L. Verster, On the use of gauzes in electron optics, dissertatie Delft; verschijnt binnenkort bij de Uitgeverij Centrex te Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het rekenorgaan voor E_n

Uit verg. (11) volgt dat E_n gegeven wordt door:

$$E_n=\frac{1}{24a}\left[(27+130\frac{k}{a^3})(V_2-V_3)+(1+40\frac{k}{a^3})(V_4-V_1)\right]. \quad \ldots \quad (15)$$

De schakeling die een spanning evenredig met E_n moet leveren, moet een soort verschilversterker zijn. Bij een ideale verschilversterker is de uitgangsspanning V_o evenredig met het verschil van twee ingangsspanningen V_{i1} en V_{i2}. Het is echter moeilijk een verschilversterker te maken waarbij de uitgangsspanning niet tevens afhankelijk is van $V_{i1}+V_{i2}$. Er geldt dan:

$$V_o = A(V_{i1}-V_{i2}) + \frac{1}{H}(V_{i1}+V_{i2}), \qquad (16)$$

waarbij H de zg. rejectiefactor is [6]). Voor een ideale verschilversterker is $H=\infty$. Bij een niet ideale verschilversterker is de rejectiefactor kleiner. De tweede term in verg. (16) kan dan echter toch klein gemaakt worden door ervoor te zorgen dat $V_{i1}+V_{i2}$ klein is. Hiertoe wordt van beide ingangsspanningen een spanning afgetrokken die ongeveer de gemiddelde waarde $\frac{1}{2}(V_{i1}+V_{i2})$ heeft.

Omdat bij de baanschrijver voor het berekenen van E_n geen ideale verschilversterker beschikbaar is, moet ook hier de gemiddelde spanning worden afgetrokken. Dit is de reden waarom we, zoals reeds op blz. 262 werd vermeld, van de spanningen $V_1 \ldots V_4$ de spanning V aftrekken, die immers voor beide aftrekkingen uit verg. (15) dicht bij de gemiddelde spanning ligt. Overigens wordt door deze methode ook de invloed van eventuele verschillen tussen de katodevolgers, die aanleiding kunnen geven tot een zelfde fout als een niet oneindige rejectiefactor, aanzienlijk verminderd.

Het principe van het rekenorgaan voor E_n is gegeven in *fig. 12*. Versterker *1* heeft een grote versterking, zodat de spanning van het punt P nul is. De weerstanden van het netwerk zijn zo gekozen dat V_S van het punt S evenredig is met E_n en dat alleen R_5 afhankelijk is van de constanten k en a van de meetopstelling. Van het punt S mag geen stroom worden afgenomen, daarom is voor versterker *2* een type gekozen dat een hoge ingangsimpedantie heeft en aan de uitgang wèl belast mag worden. De versterking wordt zo ingesteld dat de uitgangsspanning gE_n is.

Aan de nauwkeurigheid van het rekenorgaan worden hoge eisen gesteld, zodat een sterke tegenkoppeling van versterker *1* nodig is. Hierdoor is het bij de grote versterking die deze moet hebben, moeilijk een stabiele schakeling te maken. Een oplossing is gevonden door gebruik te maken van het principe van het „bijvoegen van het ontbrekende" [7]). Een hoofdversterker versterkt het ingangssignaal tot ongeveer het juiste uitgangssignaal. Een correctieversterker versterkt een combinatie van ingangs- en uitgangssignaal, welke combinatie verdwijnt als het uitgangssignaal de juiste waarde heeft. Het uitgangssignaal van de correctieversterker wordt bij dat van de hoofdversterker opgeteld. Men bereikt met deze schakeling een nauwkeurig bepaalde versterking, terwijl beide versterkers afzonderlijk geen grote versterking behoeven te hebben. De tegenkoppeling in deze versterkers is betrekkelijk gering, waardoor een stabiele schakeling verkregen kan worden zonder een ingewikkeld tegenkoppelnetwerk.

Omdat de versterking van versterker *2* niet groot hoeft te zijn (ongeveer 60), kan hiervoor worden volstaan met een conventionele versterker, bestaande uit twee pentodes met stroomtegenkoppeling naar de katode van de eerste buis.

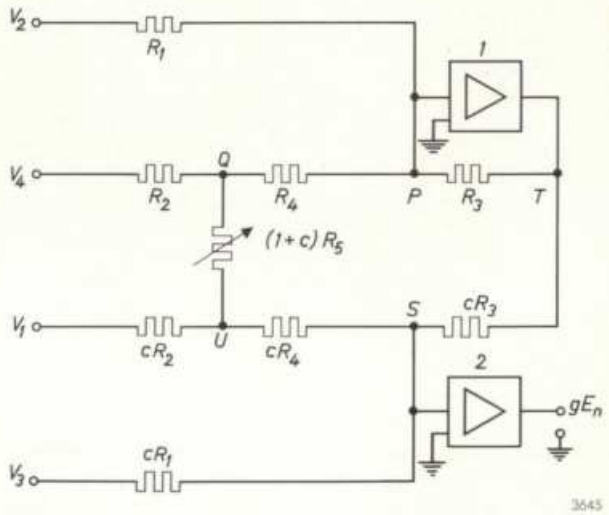


Fig. 12. Principeschema van het rekenorgaan voor E_n. Links worden de spanningen van de sondes toegevoerd. Versterker *1* heeft een grote versterking, zodat de spanning van punt P nul is. De weerstanden zijn zo gedimensioneerd dat V_S evenredig is met E_n. Omdat het netwerk niet belast mag worden, heeft versterker *2* een hoge ingangsimpedantie. Alleen R_5 is afhankelijk van de afmetingen van de sondes.

Het rekenorgaan voor V

Het rekenorgaan voor V moet de spanningen V en $-V$ aan het wagentje toevoeren. Tevens moet de spanning $-V$ op de katodeaftakking van de vermogensversterker worden gezet, om de potentiaal

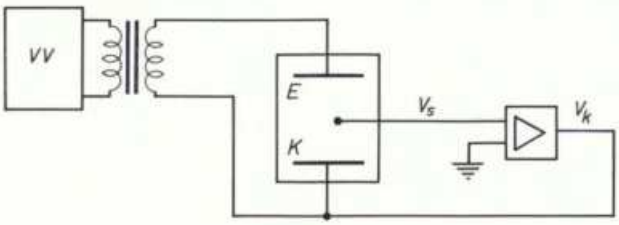
[6]) Zie G. Klein, Rejection factor of difference amplifiers, Philips Res. Repts. **10**, 241-259, 1955; zie ook Philips techn. T. **21**, blz. 33 en 34, 1959.

[7]) J. J. Zaalberg van Zelst, Versterkers met constante versterking, Philips techn. T. **9**, 24-31, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in het punt midden tussen de sondes nul te maken. Dat dit laatste op de genoemde manier verkregen wordt, lichten we voor een eenvoudig geval toe met behulp van *fig. 13*. Hier is slechts één sonde, die een



3646

Fig. 13. Schakeling waarmee, bij metingen met één sonde, de spanning van deze sonde op aardniveau kan worden gehouden. *VV* vermogensversterker voor de voeding van de elektrodes *E* en *K* (*K* is de katode van het systeem). De spanning tussen de sonde en de katode is *V*. Als de versterking $A \gg 1$ is, is $V_s = 0$ en $V_k = -V$.

spanning V heeft ten opzichte van de katode. Als V_k de spanning van de katode ten opzichte van aarde is, heeft de sonde een spanning ten opzichte van aarde:

$$V_s = V_k + V. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Uit de figuur blijkt verder:

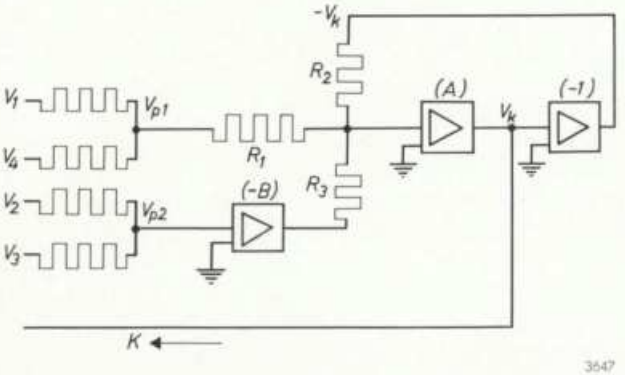
$$V_k = -AV_s. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Uit verg. (17) en (18) volgt:

$$V_k = -\frac{V}{1 + 1/A} \quad \text{en} \quad V_s = \frac{V}{A + 1}.$$

Als A voldoende groot is, kan dus $V_s = 0$ en $V_k = -V$ gesteld worden. Met een omkeerversterker kan nog de spanning V worden verkregen.

Bij gebruik van vier sondes moet de uitgangsspanning voldoen aan verg. (8). Het principe van de hiervoor gebruikte schakeling is gegeven in *fig. 14*.



3647

Fig. 14. Principe van het rekenorgaan voor V. Deze schakeling zorgt er tevens voor dat de potentiaal in het punt midden tussen de sondes nul wordt. De weerstanden en de versterkingen A en B zijn zo gekozen dat $V_k = -V$; de omkeerversterker geeft de spanning V.

Voor de ingangsspanning V_{p1} wordt door middel van een spanningsdeler met hoge weerstand het gemiddelde van V_2 en V_3 genomen, zodat deze spanning ten opzichte van aarde is:

$$V_{p1} = \tfrac{1}{2}(V_2 + V_3) + V_k. \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Evenzo is

$$V_{p2} = \tfrac{1}{2}(V_1 + V_4) + V_k. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Door een geschikte keuze van de weerstanden R_1, R_2 en R_3 en de versterkingen A en B kan ervoor worden gezorgd dat (zie verg. 8):

$$V_k = -\frac{9}{16}(V_2 + V_3) + \frac{1}{16}(V_1 + V_4) = -V. \quad (21)$$

Aangezien de katode nu een potentiaal $-V$ heeft, is de potentiaal midden tussen de sondes dus nul. De schakeling levert zowel V als $-V$. De versterkingen A en B behoeven niet groot te zijn, zodat met eenvoudige versterkers kan worden volstaan. De omkeerversterker is weer gemaakt volgens het principe van het bijvoegen van het ontbrekende.

De katodevolgers

De sondes, als spanningsbron opgevat, hebben een grote inwendige weerstand doordat het deel dat in de elektrolyt steekt, klein is en de elektrolyt slechts een gering geleidingsvermogen heeft. Om te verhinderen dat de sondes stroom trekken uit de elektrolyt, zijn ze aangesloten op katodevolgers, die de spanningen doorgeven aan de rekenorganen.

Deze katodevolgers moeten aan drie eisen voldoen:

a) De ingangsimpedantie moet groot zijn ten opzichte van de sonde-impedantie.

b) De verhouding van de uitgangsspanning V_o tot de ingangsspanning V_i moet zeer constant zijn en voor alle katodevolgers gelijk.

c) De uitgangsimpedantie moet klein zijn ten opzichte van de ingangsimpedantie van de twee rekenorganen parallel.

De laatste eis moet worden gesteld omdat de katodevolgers ongelijk door de rekenorganen worden belast. Een katodevolger met één buis voldoet niet tegelijk aan de tweede en aan de derde eis. Maakt men de uitgangsimpedantie klein, dan is de uitgangsspanning teveel afhankelijk van de buiseigenschappen en kan dus niet meer voor alle vier gelijk worden gemaakt. Een cascadeschakeling van twee buizen (*fig. 15*) voldoet wel aan de gestelde eisen (zie voor de berekening de in noot [5]) aangehaalde dissertatie), als de volgende maatregelen worden genomen:

a) Een zeer hoge ingangsimpedantie is bereikt door het rooster van buis *2* direct met de sonde te

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verbinden, waardoor een roosterlekweerstand overbodig wordt. Dit rooster krijgt nu behalve de wisselspanning, ook de gelijkspanning van de sonde, die ongeveer nul is.

b) Om V_o/V_i weinig afhankelijk te maken van de buisinstellingen, moet de versterkingsfactor van buis *2* groot zijn. Om de belasting zo gering mogelijk te maken, moet de inwendige weerstand van buis *1* groot zijn. Voor beide buizen zijn hiertoe pentodes gebruikt.

c) Een kleine uitgangsimpedantie is bereikt door tamelijk steile buizen en een grote R_a te gebruiken.

Bij meting bleek voor alle katodevolgers te gelden

$$V_o/V_i = 0{,}9998 \pm 0{,}0001 \text{ als } R_l = \infty,$$

$$V_o/V_i = 0{,}9996 \pm 0{,}0001 \text{ als } R_l = 4{,}7\ \text{k}\Omega.$$

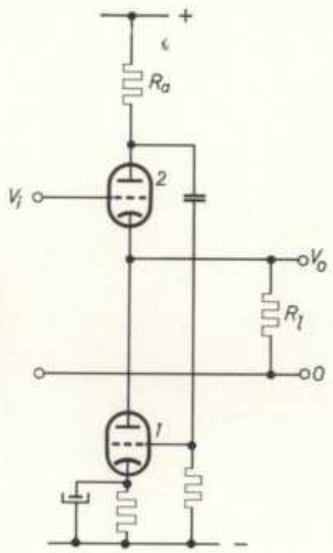


Fig. 15. Principeschema van een katodevolger, bestaande uit twee buizen in cascade. Als voor beide buizen een pentode wordt gebruikt, verschilt de versterking heel weinig van 1 en is ze in hoge mate onafhankelijk van de buiseigenschappen. Bovendien is de ingangsimpedantie zeer hoog doordat geen roosterlekweerstand nodig is; de katodevolger is nl. aangesloten op een sonde en krijgt dus als instelspanning de gelijkspanning van de sonde, die weinig van nul verschilt.

De toepassingsmogelijkheden

De baanschrijver kan in elektrostatische velden zonder ruimtelading elektronenbanen tekenen die in een symmetrievlak liggen. Bij elektrostatische lenzen met rotatiesymmetrie zijn dit de vlakken door de as. Van zulke lenzen kunnen, door een reeks banen met verschillend beginpunt en beginhelling te tekenen, de brandvlakken, hoofdvlakken, sferische aberratie, vertekening en beeldveldkromming bepaald worden. Bepaalde vormen van scheefheid en axiaal astigmatisme (lensfouten die ontstaan doordat resp. de assen van de elektrodes niet samenvallen of de elektrodes onrond zijn) kunnen eveneens worden onderzocht.

Als eerste voorbeeld geven we de banen in een vlakke triode met een gaasvormig rooster, waarbij het rooster op een positieve spanning staat en de gemiddelde veldsterkte tussen rooster en anode nul is. *Fig. 16a* geeft de banen in een loodrechte doorsnede

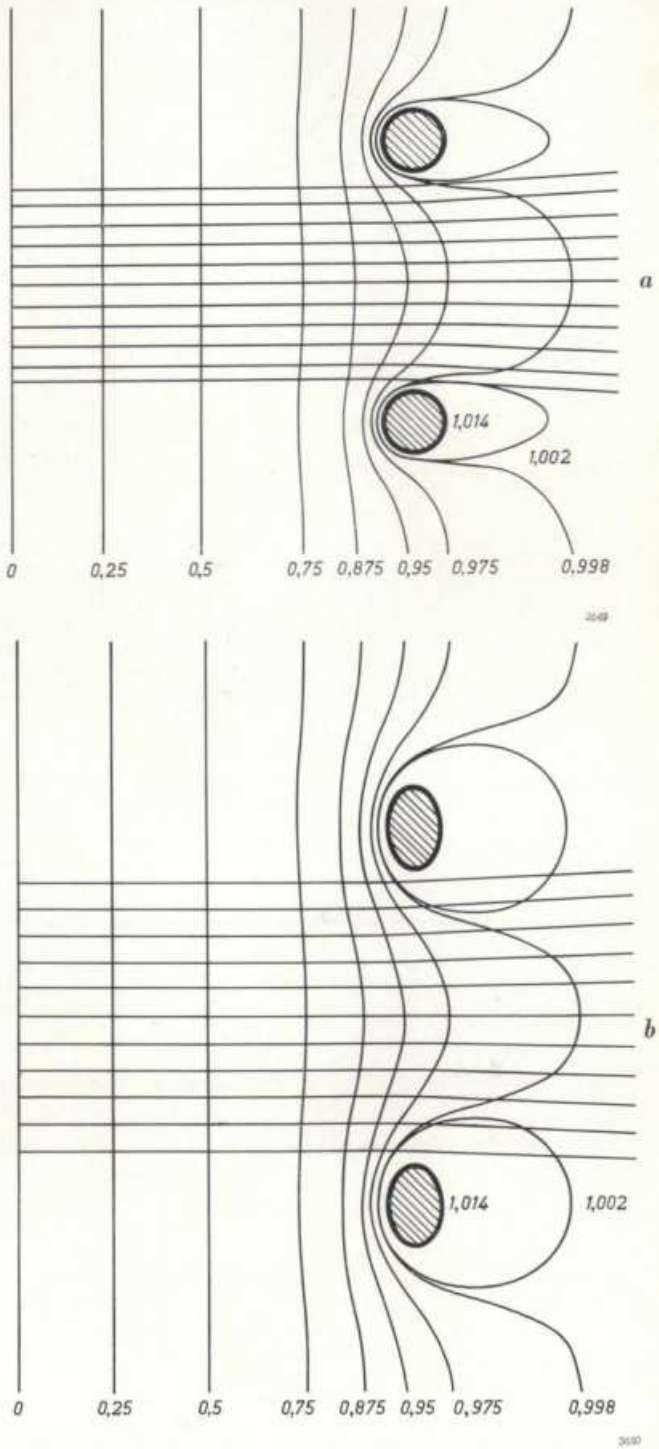


Fig. 16. De elektronenbanen en de equipotentiaallijnen in het veld van een vlakke triode met een gaasvormig rooster. (Dit zijn tekeningen, gemaakt naar opnamen met de baanschrijver.) *a*) Het vlak waarin de banen zijn getekend, snijdt het gaas evenwijdig met de draadrichting. *b*) Het vlak snijdt het gaas diagonaal.

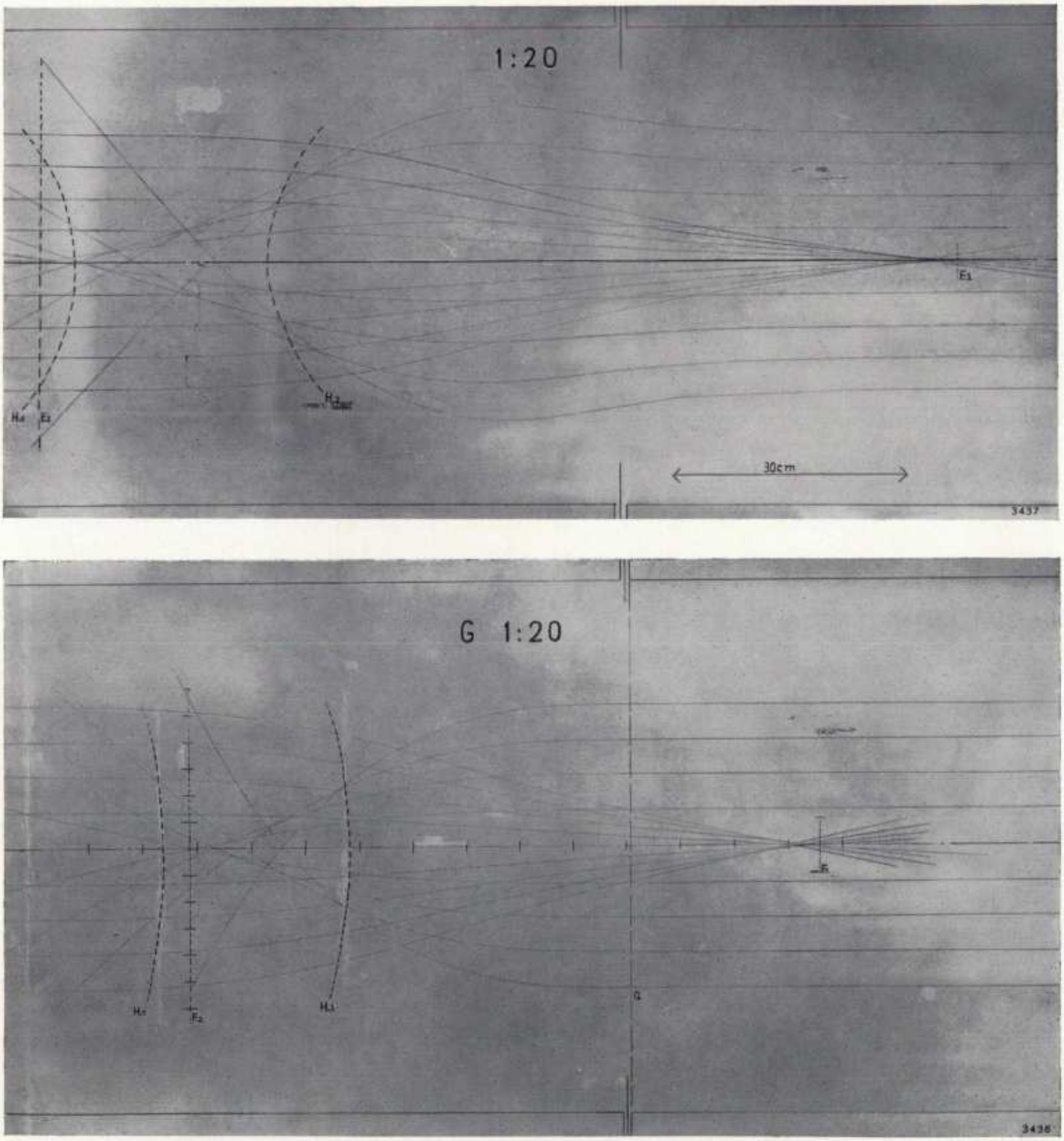
Op beide tekeningen bevindt zich links de katode, die de potentiaal nul heeft, en rechts de roosterdraden, die een positieve potentiaal hebben. De anode is niet zichtbaar. Tussen het rooster en de anode bevindt zich een equipotentiaalruimte. De potentiaal die daar heerst, is +1 gesteld en bij de equipotentiaallijnen is de relatieve potentiaal ten opzichte van deze waarde aangegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die het gaas evenwijdig met de draadrichting snijdt, fig. 16*b* in een doorsnede die het gaas diagonaal snijdt. We zien dat in het eerste geval de banen steeds meer divergeren naarmate ze dichter langs het rooster lopen. In het tweede geval divergeren de banen eveneens, maar de divergentie vertoont een maximum, d.w.z. de banen die dicht langs de snijpunten van de draden van het rooster lopen, worden minder afgebogen dan de banen die er iets minder dicht langs gaan. In fig. 16*a* en *b* zijn ook de equipotentiaallijnen getekend.

Het tweede voorbeeld (*fig. 17a*) geeft de elek-



a

b

Fig. 17. *a*) De elektronenbanen zoals deze door de baanschrijver zijn getekend voor het model van een versnellingslens. (De elektrodes van dit model toont fig. 1.) De lens bestaat uit twee coaxiale cilinders in elkaars verlengde; de spanning ten opzichte van aarde van de rechter cilinder is 20× die van de linker. De banen zijn getekend in een vlak door de as van de lens. De elektronen treden evenwijdig met de as in, van links en van rechts. De hoofd- en brandvlakken zijn aangegeven, alsmede de plaats van de elektrodes.
b) De banen in dezelfde versnellingslens, nu echter met in de ingang van de rechter cilinder een vlak gaas *G*, dat dezelfde spanning heeft als deze cilinder. We zien dat de lens hierdoor sterker wordt en dat de brandvlakken aanzienlijk minder gekromd zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tronenbanen in een versnellingslens, bestaande uit twee coaxiale cilinders die in elkaars verlengde liggen. Beide cilinders hebben een positieve spanning ten opzichte van de katode, de rechter 20 maal zo groot als de linker. De banen zijn getekend van elektronen die evenwijdig met de as invallen, van links zowel als van rechts. Hieruit kunnen de brandvlakken en hoofdvlakken worden bepaald. In fig. 17*b* zijn de banen gegeven in dezelfde lens, als in de rechter cilinder een vlak gaas is aangebracht, dat dezelfde spanning heeft als deze cilinder. We zien dat de lens hierdoor aanzienlijk sterker is geworden. (Voor uitvoeriger behandeling zie de in noot [5]) aangehaalde dissertatie.)

Potentiaalverdelingen kunnen eveneens met dit apparaat worden gemeten. Het bepalen van de potentiaal op een bepaalde plaats in een veld wordt zeer vereenvoudigd door gebruik te maken van enige onderdelen die ook worden benut bij het tekenen van banen. De uiteinden van de decadepotentiometer P_{dec} worden daartoe verbonden met de elektrodes die resp. op de laagste en de hoogste spanning staan. De spanning van de loper wordt aan een oscilloscoop toegevoerd. De schrijfstift van het wagentje wordt boven het meetpunt gezet en P_{dec} wordt nu zo ingesteld dat de spanning op de loper nul wordt. Aangezien het rekenorgaan voor V de potentiaal in het punt midden tussen de sondes nul houdt, hebben de loper en het meetpunt nu dezelfde potentiaal ten opzichte van de elektrodes. Uit de stand van P_{dec} kan deze potentiaal worden afgeleid.

Als men een volledige equipotentiaallijn wil tekenen, wordt P_{dec} weer op dezelfde wijze aangesloten en de loper wordt ingesteld op de potentiaal van de gevraagde equipotentiaallijn. Als de schrijfstift zich boven een plaats bevindt die deze potentiaal heeft, zal, om dezelfde reden als hierboven, de spanning van de loper nul zijn. De schakeling wordt nu als volgt gewijzigd. De stuurschakeling en de stuurmotor worden uitgeschakeld, de loper van P_{dec} wordt verbonden met de ingang van de stuurmotorversterker. De uitgang van deze versterker bekrachtigt een relais. Een verbreekcontact van dit relais wordt parallel met het schrijfrelais geschakeld, zodat het schrijfrelais bekrachtigd wordt als de spanning van de stuurmotorversterker, en dus van de loper, nul wordt. Als het wagentje nu met de hand over de plaats waar men de equipotentiaallijn vermoedt, heen en weer wordt bewogen, wordt telkens op de lijn een streepje gezet. Deze streepjes worden later door een vloeiende lijn verbonden.

Met de baanschrijver kan een nauwkeurigheid van $2\,{}^0/_{00}$ worden bereikt, d.w.z. dat de relatieve fout in de kromtestraal van de baan in elk punt kleiner is dan $2\,{}^0/_{00}$. Alle onderdelen van de baanschrijver moeten optimaal zijn ingesteld, en de snelheid van het wagentje moet goed worden aangepast aan de kromming van de baan. Gemiddeld duurt het schrijven van een baan dan 2 à 3 minuten per meter.

De nauwkeurigheid van de baanschrijver wordt zo nu en dan gecontroleerd door enkele banen te schrijven in het veld van een vlakke condensator (dit moeten parabolen zijn) en in het veld van een bolcondensator. De juiste vorm van deze banen kan worden berekend. Uit de afwijkingen die de geschreven banen vertonen, kan worden geconcludeerd welke onderdelen van de apparatuur niet goed zijn ingesteld.

Samenvatting. De elektronenbanen in een elektrostatisch veld kunnen automatisch worden getekend door een apparaat dat werkt met een elektrolytische trog. In de trog bevindt zich een model van het elektrodesysteem waarin de banen bepaald moeten worden. Op een plaat boven deze trog rijdt een driewielig wagentje, dat mechanisch is verbonden met vier dicht bij elkaar op een rijtje geplaatste sondes, die in de elektrolyt steken. Uit de spanningen van de vier sondes kan de kromtestraal van de te beschrijven baan in het punt midden tussen de sondes worden afgeleid. Het apparaat doet dit door middel van twee rekenorganen. Een servosysteem zorgt ervoor dat de baan van het wagentje — dat met een geschikte snelheid wordt voortbewogen, b.v. $\frac{1}{2}$ meter per minuut — op elke plaats de juiste kromtestraal krijgt. Een aan het wagentje bevestigde schrijfstift tekent de baan op.

De elektrodes van het model worden gevoed met een kanteelvormige wisselspanning van 500 Hz, om de polarisatie klein te houden. Hiertoe worden de elektrodes ook verzilverd. De bereikte nauwkeurigheid is $2\,{}^0/_{00}$. Als voorbeeld worden behandeld de elektronenbanen in een versnellingslens, met en zonder gaas, en de banen in een vlakke triode. Met het apparaat kunnen ook op bijzonder eenvoudige wijze equipotentiaallijnen worden bepaald.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN KLEINE GETTER-IONENPOMP

door A. KLOPFER *) en W. ERMRICH *).

621.528.5/.6

De nieuwe werkwijzen die sinds een tiental jaren in de vacuümtechniek zijn ingevoerd, hebben o.a. een ontwikkeling mogelijk gemaakt waardoor het schijnbaar verouderde idee, een vacuümbuis tijdens het gebruik te blijven pompen, tot nieuw leven is gewekt.

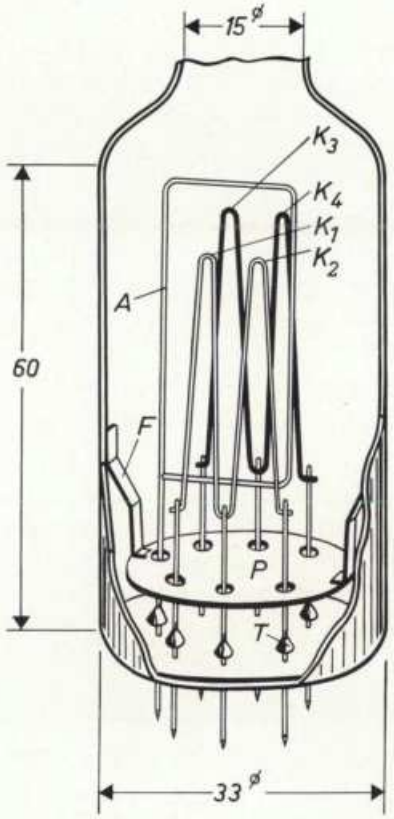
In de vacuümtechniek beschikt men thans over een klein, gemakkelijk te verplaatsen, soort pompen, die onmiddellijk werken en bovendien, bij een geringe toevoer van gas, gedurende lange tijd een lage druk handhaven: we bedoelen de getter-ionenpompen.

Het principe van deze pompen is reeds enige jaren bekend [1]): gettermateriaal, zoals zirconium of titaan, wordt continu of met tussenpozen in kleine hoeveelheden tegelijk verdampt. Tegelijkertijd worden de gasmoleculen geïoniseerd, op dezelfde manier als in een ionisatiemanometer met hete gloeidraad [2]) of in een ionisatiemanometer van Penning [3]). De gevormde ionen worden vervolgens in de getterspiegel geschoten en door deze spiegel gebonden.

In dit artikel zullen wij een getter-ionenpomp beschrijven die een zekere hoeveelheid titaan verdampen kan en waarbij tegelijkertijd het verdampende titaan zelf ervoor zorgt dat een ontlading gehandhaafd wordt, van het type zoals in een ionisatiemanometer van Penning voorkomt. Aan het slot bespreken we enige gevallen waarin dit pompje is toegepast.

Constructie en werking van de getter-ionenpomp

De pomp bestaat uit een glazen ballon met een elektrodensysteem. De constructie van de elektrodes (*fig. 1*) is te vergelijken met die in een penningmanometer. Het penningsysteem wordt gevormd door de beugelvormige anode A, die van molybdeen vervaardigd is, de katodes K_1 tot K_4 en een magneetveld. In de katodes bevindt zich een gettervoorraad. De richting van het magneetveld, met een inductie van 0,04 Wb/m², is loodrecht op het vlak van de anode. De elektrodes zijn op een glazen voet gemonteerd. De cilindrische glazen ballon heeft een middellijn van 33 mm en een lengte van 60 mm. Het gewicht van de pomp (40 g) samen met dat van de permanente magneet bedraagt 450 g. De pomp met magneet kan derhalve gemakkelijk verplaatst en tevens met het te evacueren object verbonden worden.



3633

Fig. 1. Getter-ionenpomp in glazen ballon. K_1-K_4 katodes A anode. P afschermplaat. T afschermkapjes. F contactveertje

Om de pomp in werking te stellen, legt men tussen de anode en de katodes een gelijkspanning van 2 kV aan, terwijl tegelijkertijd de katodes door wisselstroom worden verhit. Het is ook mogelijk slechts één katode te verhitten. De katodes, die uit ineengestrengelde wolfraam- en titaandraden bestaan, worden zo hoog verhit dat het titaan gaat verdampen. De verdampingssnelheid wordt bepaald door de temperatuur en het aantal verhitte katodes. Het verdampte gettermateriaal slaat gedeeltelijk rechtstreeks neer op de glazen wand van de pomp,

*) Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken.

[1]) R. G. Herb, R. H. Davis, A. S. Divatia en D. Saxon, Phys. Rev. **89**, 897, 1953.

[2]) A. Venema en M. Bandringa, Het verkrijgen en meten van extreem lage drukken, Philips techn. T. **20**, 97-109, 1958.

[3]) F. M. Penning, Physica **4**, 71, 1937; zie ook Philips techn. T. **11**, 116, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een ander deel draagt bij tot de penningontlading, doordat deze titaanatomen geïoniseerd worden en elektronen worden vrijgemaakt. Wanneer de totale druk van de aanwezige gassen minder dan 10^{-3} torr (10^{-3} mm Hg) bedraagt, wordt de ontlading niet door deze gassen, maar bijna uitsluitend door de titaandamp gehandhaafd. De afschermplaat P, vervaardigd van molybdeen, moet samen met de afschermkapjes T verhinderen dat kortsluiting optreedt tussen anode en katode ten gevolge van verdampt titaan, dat op de glazen voet tussen de doorvoeringen zou neerslaan. Dit kan zich echter alleen voordoen wanneer bij hoge drukken titaan verdampt wordt, waarbij de vrije weglengte van de verdampende titaanatomen kleiner is dan de afstand tot de glaswand. Dan kunnen ten gevolge van botsingen in het gas titaanatomen op de voet komen. Wanneer men de pomp wil gebruiken om zeer lage drukken te bereiken, en men het titaan dus pas bij lage drukken wil verdampen, is de afschermplaat P dank zij de grote vrije weglengte der titaanatomen niet essentieel en kan men ze beter weglaten. Voor die drukken moeten nl. alle metalen delen door verhitting goed ontgast worden, en dit kan bij de elektrodes eenvoudig door stroomdoorgang gebeuren, bij de afschermplaat echter niet. (De anodebeugel wordt in dit geval via twee pennen door de voet naar buiten gevoerd, om er stroom door te kunnen sturen.)

De elektrische voedingsapparatuur hoeft slechts te bestaan uit een gelijkspanningsbron van 2 kV, 2 mA en een wisselspanningsbron van 10 V, 10 A.

De pomp werkt op de volgende wijze:

1) Het op de glaswand neergeslagen gettermateriaal bindt de moleculen der chemisch actieve gassen die het oppervlak treffen, zoals zuurstof, waterstof, stikstof, enz.

2) In de penningontlading bevinden zich veel ionen en elektronen. De ionen, maar vooral de elektronen, die ten gevolge van het magneetveld een lange weg afleggen, hebben een grote kans, met gasmoleculen te botsen die uit de te evacueren ruimte in het gebied van de ontlading komen. De chemisch actieve zowel als de chemisch niet actieve gasmoleculen worden hierdoor geïoniseerd. De gevormde gasionen worden ten gevolge van het elektrische veld in de getterspiegel geschoten — deze ligt door het contactveertje F op katodepotentiaal — en daar ingesloten.

Door het titaan continu te verdampen, verkrijgt men voor de ionenpomp een zich steeds vernieuwend vlak dat ionen kan vangen, en voor de getterpomp een steeds nieuwe chemisch actieve laag. De naam getter-ionenpomp duidt op deze dubbele pompwerking.

Eigenschappen van de pomp

De karakteristieke grootheden van iedere getter-ionenpomp zijn:

a) de hoogste toelaatbare begindruk,
b) de pompcapaciteit,
c) de pompsnelheid, en
d) de laagste te bereiken druk (einddruk).

De hoogste toelaatbare begindruk, die door de gekozen verdampingsmethode bepaald wordt, bedraagt bij de beschreven pomp enige tienden torr.

De pompcapaciteit voor chemisch actieve gassen, zoals CO en H_2, dat is de totale hoeveelheid die afgepompt kan worden, wordt gegeven door de in de katode aanwezige gettervoorraad. Voor chemisch actieve gassen is de pompcapaciteit gelijk aan de gettercapaciteit. Deze verschilt naar gelang van het gas, de maximale waarde wordt verkregen indien ieder getteratoom zoveel gasmoleculen bindt als aan de chemische reactievergelijking beantwoordt. Deze situatie wordt in de praktijk meestal niet bereikt. Gewoonlijk gebruiken wij voor iedere katode 12,5 mg titaan, in de vorm van drie draden, elk met een diameter van 100 micron, die samen met de wolfraamdraad ineengestrengeld worden. In de vier katodes samen bevindt zich dus 50 mg titaan. De hoeveelheid gas die met deze hoeveelheid gettermateriaal onder gunstige voorwaarden afgepompt kan worden, bedraagt voor CO ongeveer 2,5 torr l, gerekend met een maximale specifieke gettercapaciteit van 0,05 torr l/mg. Omdat in een vacuümsysteem een mengsel van de meest verschillende chemisch actieve gassen kan voorkomen, mag men gewoonlijk slechts met een gemiddelde specifieke gettercapaciteit van 0,01 torr l/mg rekenen.

Voor chemisch niet actieve gassen, zoals He en CH_4, is de pompcapaciteit aanzienlijk kleiner. Voor He hebben wij gemeten dat zij echter zeker meer dan 0,05 torr l bedraagt. In principe kan in de katodes een nog grotere gettervoorraad ondergebracht worden.

Voor de per seconde af te pompen hoeveelheid gas dQ/dt geldt in stationaire toestand in het geval van een chemisch actief gas de betrekking:

$$\frac{dQ}{dt} = C\frac{dM}{dt} = S\,p. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In deze vergelijking stelt dM/dt de verdampingssnelheid van het gettermateriaal voor, C de specifieke gettercapaciteit, S de pompsnelheid, die bepaald wordt door de snelheid waarmee de getter werkt en de geometrie van de glazen ballon van de pomp, en p de resulterende druk aan de pompmond, dat is de plaats waar de getter-ionenpomp

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verbonden is met het te evacueren object. *Fig. 2* laat zien de gemeten pompsnelheden S in l/s als functie van de verdampingssnelheid dM/dt in mg/s, voor verschillende hoeveelheden toegevoerd CO per tijdseenheid in torr l/s. De maximale waarde voor S, in casu 62 l/s, wordt bepaald door de opening in het pompvat. Voor andere chemisch actieve gassen ligt de pompsnelheid S in dezelfde orde van grootte. De krommen van fig. 2 werden verkregen, onverschillig of de anode onder hoogspanning stond of niet. Dit betekent dat voor CO de bijdrage van de ionenpomp tot de totale pompsnelheid in het onderzochte meetgebied klein is ten opzichte van de bijdrage van de getterpomp alleen.

Voor het gebruik van de verg. (1) is het wenselijk de samenhang tussen de specifieke gettercapaciteit C en de pompsnelheid S te bepalen. Uit de krommen van fig. 2 zijn voor iedere waarde van S de bijbehorende waarden van C voor de verschillende hoeveelheden toegevoerd CO berekend. Het verrassende resultaat is dan, dat men voor een gegeven waarde

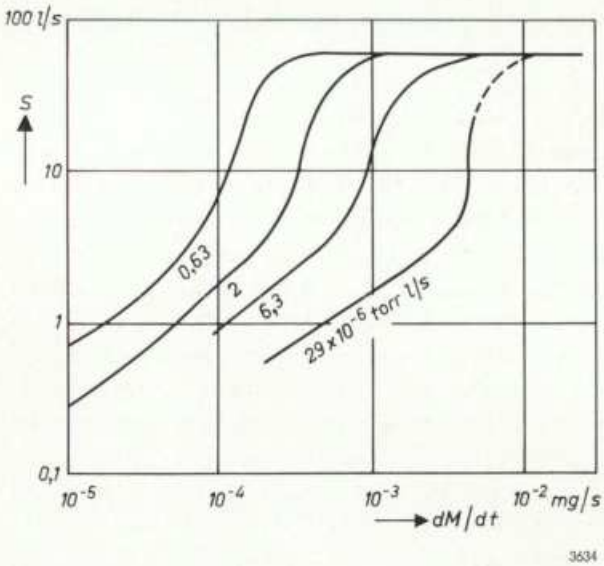


Fig. 2. De pompsnelheid S in l/s als functie van de verdampingssnelheid dM/dt in mg/s, voor vier verschillende (tijdens het pompen constante) hoeveelheden toegevoerde CO in torr l/s.

van S steeds dezelfde waarde van C vindt. In *fig. 3* zijn S en C tegen elkaar uitgezet. Langs de abscis aan de bovenzijde van de figuur is de specifieke gettercapaciteit in torr l/mg uitgezet, en aan de onderzijde de grootheid C als verhouding tussen het aantal gevangen CO-moleculen en het aantal titaanatomen dat op het getteroppervlak valt. Alleen bij grote waarden van S is het verband tussen S en C niet meer ondubbelzinnig; hier stelt immers, zoals reeds gezegd, de grootte van de opening van de pomp een bovengrens aan de pompsnelheid. Afgezien hiervan ligt bij gegeven specifieke gettercapaciteit de pompsnelheid vast. Hieruit

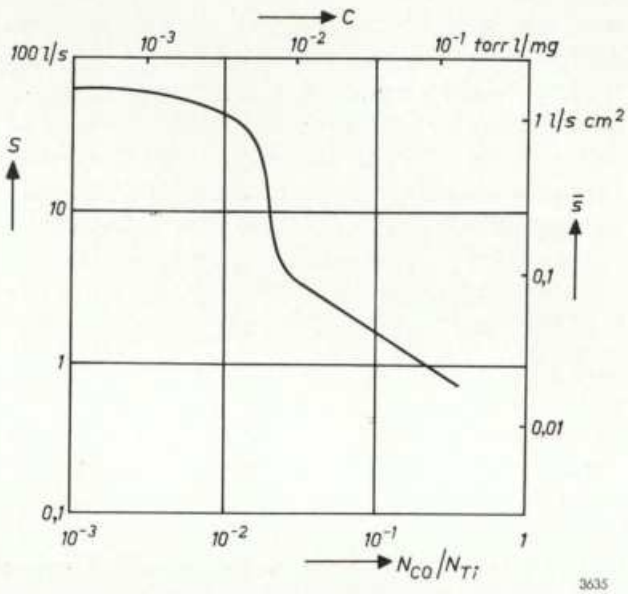


Fig. 3. De pompsnelheid S in l/s als functie van de specifieke gettercapaciteit C in torr l/mg, berekend uit de gegevens van fig. 2; of, wat hetzelfde is, de verhouding N_{CO}/N_{Ti} tussen het aantal gegetterde CO-moleculen en het aantal titaanatomen dat op het getteroppervlak valt, als functie van $\bar{s}$, de gemiddelde pompsnelheid (in l/s) van het getteroppervlak per cm².

kunnen wij afleiden dat een constante, van de binnenstromende hoeveelheid gas onafhankelijke, pompsnelheid S slechts dan verkregen wordt wanneer de verdampingssnelheid evenredig met de druk in de pomp veranderd wordt. Uit verg. (1) volgt namelijk:

$$S = C\left(\frac{dM}{dt}\Big/p\right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

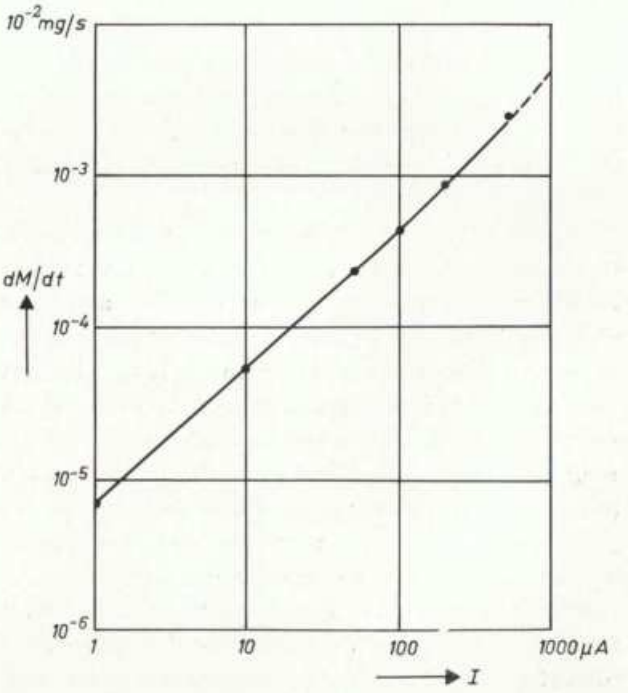


Fig. 4. Verdampingssnelheid dM/dt in mg/s van één katode in de getter-ionenpomp als functie van de ontladingsstroom I in μA.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een vrij goede benadering voor de ingestelde verdampingssnelheid van de nog niet verbruikte hete katode verkrijgt men uit de ontladingsstroom I in de pomp, wanneer men daarvan de ontladingsstroom bij koude katode aftrekt. In *fig. 4* ziet men het (voor restgasdruk gecorrigeerde) verband tussen verdampingssnelheid en ontladingsstroom.

Het is uit bovenstaande uiteenzettingen duidelijk dat bij hete katode de ontladingsstroom géén maat voor de gasdruk is. Bij koude katode daarentegen is dit wèl zo, en dan kan de pomp in een zeker drukgebied ook voor drukmeting worden gebruikt, wat soms gemakkelijk kan zijn; zie de krommen in *fig. 5*. Deze krommen gelden voor zowel N_2 als CO bij een inductie van 0,04 Wb/m² en respectievelijk 1 en 2 kV anodespanning, met een voorgeschakelde weerstand van 1 MΩ.

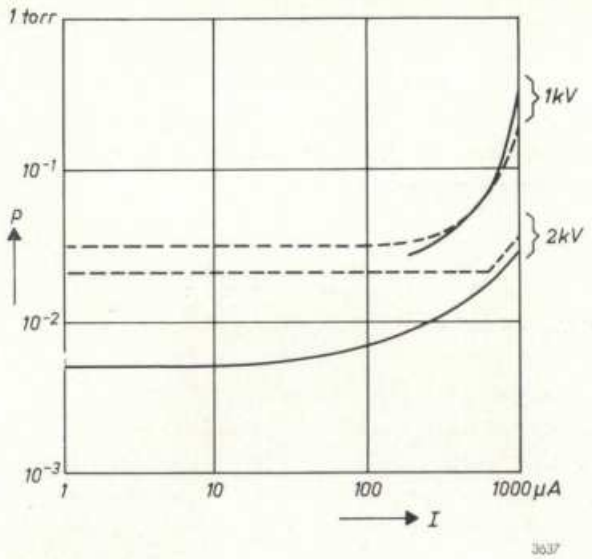


Fig. 5. De getter-ionenpomp als manometer: de druk p in torr als functie van de ontladingsstroom I in μA bij koude katode, voor twee anodespanningen. Getrokken krommen: met getterspiegel; gestippelde krommen: zonder getterspiegel.

Voor de chemisch niet actieve gassen, zoals edelgassen en methaan, vindt men veel kleinere pompsnelheden (zie *tabel I*). Uit de tabel kan men aflezen dat de pompsnelheid slechts weinig met de ontladingsstroom varieert. De edelgassen worden niet door de verdampte titaanlaag gebonden en de pompwerking berust in dit geval dan ook geheel op de ionisatie in het gas. De gevormde ionen worden in de titaanlaag geschoten en ingesloten. Het zal geheel afhangen van de diffusiesnelheid in de titaanlaag hoe lang deze ionen opgesloten blijven. Daar de diffusiesnelheid afhangt van de temperatuur, verdient het aanbeveling de pompwand met een ventilator te koelen. Voor methaan levert naast het ionenpompeffect ook de thermische ontleding aan de hete katode een wezenlijke bijdrage tot de pompsnelheid.

De met deze getter-ionenpomp bereikbare laagste druk hangt zeer sterk af van de wijze waarop de pomp zelf en de recipiënt ontgast zijn. Het ontgassen is onder andere nodig om het waterstofgehalte van de gettervoorraad te verkleinen en de ongewenste vorming van chemisch niet actieve gassen zoals CH_4 door reacties tussen getter en gas tegen te gaan [4]). Deze vorming is ongewenst vanwege de geringe pompsnelheid voor chemisch niet actieve gassen.

Aan een klein vacuümsysteem met een volume van 0,5 l, dat uit een omegatron, een ionisatiemanometer van het type Bayard-Alpert en een getter-ionenpomp van het beschreven type bestond, hebben wij met het omegatron de verschillende drukken van de gascomponenten tijdens het evacueren gemeten. Er zijn vier van dergelijke systemen, die zich in verschillende toestanden van ontgassen bevonden, onderzocht.

In een systeem dat in het geheel niet ontgast was, bevonden zich na het verdampen van de getter voornamelijk water, kooldioxyde en koolwaterstoffen. De druk van H_2O en CO_2 wordt bepaald door de gasafgifte van de glasoppervlakken en de effectieve pompsnelheid op de plaats van het omegatron. De aanwezigheid van koolwaterstoffen kan men toeschrijven aan twee reacties: in de eerste plaats kunnen tijdens de verdamping waterstof en koolstof die zich als verontreiniging in de gettervoorraad bevinden, reageren en koolwaterstoffen vormen met 1 tot 5 koolstofatomen. In de tweede plaats hebben wij echter reeds bij kamertemperatuur de vorming van koolwaterstoffen uit water en koolstof kunnen aantonen. De laagste druk ligt voor een in het geheel niet ontgast systeem, ten gevolge van de genoemde gasafgifte en gasreacties, bij 10^{-7} tot 10^{-8} torr [5]).

Tabel I. Pompsnelheid S voor verschillende chemisch niet actieve gassen.

Gas	Ontladingsstroom I μA	Pompsnelheid S 10^{-3} l/s	Druk p 10^{-3} torr
He	100-1000	2	0,01-0,03
Ne	500	5,5	ca. 1
Ar	100	3,5	ca. 1
	500	7,5	ca. 1
CH_4	100	74	ca. 1
	500	210	ca. 1

[4]) A. Klopfer en W. Ermrich, Vakuum-Technik **8**, 162, 1959.
[5]) G. Reich en H. G. Nöller, Vacuum Tech. Trans. **4**, 97, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Reeds een geringe voorontgassing verkleint de afgifte van H_2O en CO_2 aanzienlijk. De pomptijd en de te bereiken einddruk worden dan geheel bepaald door de vorming van koolwaterstoffen uit H_2 en verontreinigende C tijdens het verdampen van de getter, en door de pompsnelheid van de ionenpomp voor koolwaterstoffen. De pomptijden worden korter naarmate het vacuümsysteem en de gettervoorraad beter zijn ontgast. Drukken van ongeveer 1×10^{-9} torr kunnen reeds bij een geringe mate van ontgassen worden bereikt. Het restgas is hoofdzakelijk samengesteld uit CH_4, CO en H_2. Ontgast men grondig, zoals Alpert beschreven heeft [6]), dan kunnen zeer lage drukken worden bereikt ($< 10^{-10}$ torr). De einddruk wordt dan bepaald door de evenwichtsdruk van de in het titaan opgeloste waterstof en door de diffusie van helium uit de atmosfeer door de glaswand [4]) [7]). Verwarming van de getterspiegel door de hete katode bevordert de vorming van CH_4 en verhoogt de evenwichtsdruk van de waterstof. Ook om deze reden verdient het aanbeveling de pompwand met een ventilator te koelen.

Enige toepassingsvoorbeelden

Om in elektronenbuizen het voor het gebruik noodzakelijke vacuüm te verkrijgen, worden in de fabricage na elkaar twee verschillende pompmethodes toegepast. Allereerst wordt de elektronenbuis bij geschikte temperaturen met behulp van een goede hoogvacuümpomp (meestal een diffusiepomp) een voldoend lange tijd ontgast en gepompt. Gedurende deze periode is de buis wegens de grote afmetingen van de pompopstelling vrijwel onbeweeglijk. Na deze belangrijkste ontgassingsperiode wordt het systeem bestaande uit elektronenbuis met getter afgesmolten. Door de buis normaal te laten werken, of zelfs over te belasten, kan men verder ontgassen, waarbij het verdampte gettermateriaal van de getter samen met de ioniserende elektronenstroom van de elektronenbuis het afgegeven gas moet verwijderen. Daarbij mag de belasting slechts zo snel toenemen dat de druk geen waarden kan aannemen waarbij onderdelen van de buis, b.v. een fotokatode, niet meer goed zouden functioneren.

Het gebruik van de beschreven kleine getter-ionenpomp heeft voor het pompen van speciale elektronenbuizen, die dikwijls zeer lang ontgast moeten worden, grote voordelen. Zo kunnen b.v. de ontgassingstijden aan de starre diffusiepomp verkort worden, en men kan het resterende ontgassen in de oven, alsmede het ontgassen bij eerste belasting, uitvoeren terwijl de getter-ionenpomp de taak van de diffusiepomp heeft overgenomen. Dank zij het geringe gewicht en de kleine afmetingen is het nu mogelijk, de buis samen met de pomp naar de meetopstelling te vervoeren. Omdat het vervaardigen van deze pomp weinig kostbaar is, kan iedere elektronenbuis van zijn eigen pomp worden voorzien en is het onder bepaalde omstandigheden mogelijk gedurende de gehele levensduur buis en pomp met elkaar verbonden te doen blijven. Was het vroeger zo dat men vaak met buizen aan de pomp werkte, thans kan men zeggen dat men met de pomp aan de buis werkt.

In het algemeen is het zo, dat wanneer met een diffusiepomp lange pomptijden nodig zijn, het goedkoper is een getter-ionenpomp te gebruiken. Het is ook beter een getter-ionenpomp te gebruiken wanneer voor bepaalde proeven lagere drukken worden vereist dan gewoonlijk.

Aan de hand van drie voorbeelden zal worden gedemonstreerd hoe de beschreven getter-ionenpomp wordt toegepast.

Bij een aantal proeven met aan magnetrons verwante oscillatorbuizen [8]) voor decimetergolven en grote impulsvermogens had men zich tot doel gesteld tijdens het gebruik een druk van 10^{-6} torr te handhaven. De buizen hebben een volume van ongeveer 2 l en zijn geheel uit metaal vervaardigd, met een koperen mantel en elektrodes van molybdeen. Allereerst werden de buizen, waaraan een ionisatiemanometer en een getter-ionenpomp aangesloten waren, voorgepompt met een oliediffusiepomp en 18 uur lang ontgast. De geïmpregneerde katodes [9]) van de buizen werden op ongeveer 1250 °C verhit en de katodes van de getter-ionenpomp aan het einde van de ontgassingsperiode op ongeveer 900 °C. Tussen de buis en de oliediffusiepomp bevonden zich twee koelvallen, één gevuld met water en één met vloeibare lucht. Na het afsmelten van de buizen van de diffusiepomp bedroeg de druk ongeveer 5×10^{-7} torr. Toen de buizen daarna in gebruik genomen werden, steeg de druk zonder getter-ionenpomp tot niet minder dan 10^{-4} torr. Met de getter-ionenpomp in gebruik was het echter mogelijk, na een aanvankelijke drukstijging het vrijgekomen gas snel af te pompen en een druk kleiner dan 10^{-6} torr tijdens het verdere gebruik van de buis te handhaven.

Als tweede voorbeeld willen wij de toepassing bij enige proeven met ruisarme lopendegolfbuizen

[6]) D. Alpert en R. S. Buritz, J. appl. Phys. **25**, 202, 1954.
[7]) F. Norton, J. appl. Phys. **28**, 34, 1957.
[8]) Het onderzoek aan deze buizen met gebruik van de getter-ionenpomp is uitgevoerd door Th. I. Sprenger in het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven.
[9]) R. Levi, Philips techn. T. **19**, 235, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

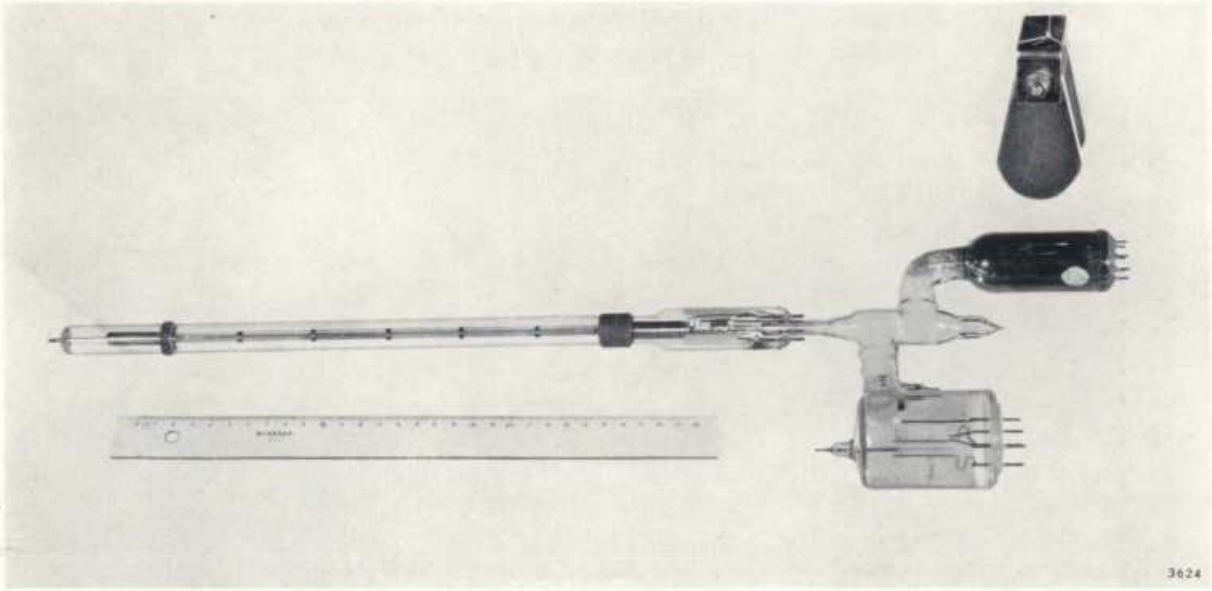


Fig. 6. Lopendegolfbuis met aan het rechtereinde aangesmolten getter-ionenpomp (boven) en ionisatiemanometer (onder). Boven de pomp ziet men de bijbehorende magneet.

bespreken [10]). Om het ruispeil laag te houden, moet aan het vacuüm in deze buizen de voorwaarde worden gesteld dat de druk in de belaste buis niet meer dan 10^{-9} torr bedraagt. De lopendegolfbuizen, die een hoogfrequentievermogen van enkele microwatt bij 4 GHz leveren, hebben een glazen ballon van 40 cm lengte en 2 cm diameter (volume ongeveer 0,15 l), als elektronenbron een bariumoxydekatode, en een spiraal van molybdeen. De systemen, die uit een exemplaar van genoemde buis, een ionisatiemanometer en een getter-ionenpomp van het beschreven type bestonden (*fig. 6*), werden gepompt met een opstelling zoals eerder in dit tijdschrift beschreven is [2]). Gedurende de laatste uren van het ontgassen, welke periode 48 uur duurde en waarin bij een oventemperatuur van 400 tot 450 °C werd ontgast, werden de elektrodes van de ionisatiemanometer en de getter-ionenpomp roodgloeiend verhit. De oxydekatodes van de buizen werden kort voor het afsmelten geformeerd, terwijl het hele systeem nog een temperatuur van 200 °C had. Na het afsmelten bedroeg de druk 10^{-7} torr. De getter-ionenpomp verlaagde de druk tot 10^{-9} torr en deze druk kon ook tijdens gebruik van de buis gehandhaafd blijven.

Bij de gegeven voorbeelden wordt de getter-ionenpomp gebruikt om het vacuüm in de buis tijdens gebruik te handhaven.

Als derde voorbeeld van een geval waarbij men in principe een getter-ionenpomp kan gebruiken, noemen wij ten slotte het pompen van televisieweergeefbuizen in de fabricage [11]). Zowel buizen met 43 als met 53 cm schermdiagonaal werden geheel gepompt door uitsluitend gebruik te maken van een roterende tweetrapsvoorpomp en een getter-ionenpomp. Deze methode bleek zeer goed te voldoen. Voor toepassing in de massafabricage biedt zij echter geen voordelen boven de gebruikelijke wijze van pompen, daar deze reeds bijzonder economisch is.

[10]) De proeven voor het pompen van de lopendegolfbuizen met de getter-ionenpomp zijn uitgevoerd door A. Versnel in het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven.

[11]) Deze experimenten zijn gedeeltelijk door C. J. W. Panis en J. van der Waal in het Ontwikkellaboratorium van de Hoofdindustriegroep Elektronenbuizen te Eindhoven, gedeeltelijk in ons laboratorium te Aken verricht.

Samenvatting. Bij het pompen van bepaalde types elektronenbuizen kan men gebruik maken van een getter-ionenpomp. Door zijn geringe afmetingen is zulk een pompje gemakkelijk te verplaatsen, en de kosten ervan zijn zo laag dat vele speciale typen elektronenbuizen ook in het gebruik hun eigen pomp kunnen behouden. In dit artikel wordt een getter-ionenpomp beschreven waarbij het gettermateriaal titaan is en de ionisatie op dezelfde wijze verwezenlijkt wordt als in een manometer van Penning; het titaan zelf zorgt voor het handhaven van de penningontlading. Met de aanwezige voorraad titaan van 50 mg kan 2,5 torr l CO worden opgenomen. De maximale pompsnelheid bedraagt 62 l/s. De laagste druk, die in kleine vacuümsystemen bereikt werd, was ongeveer 10^{-10} torr.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ETSPUTTEN OP CADMIUMSULFIDEKRISTALLEN

548.4:546.48'22

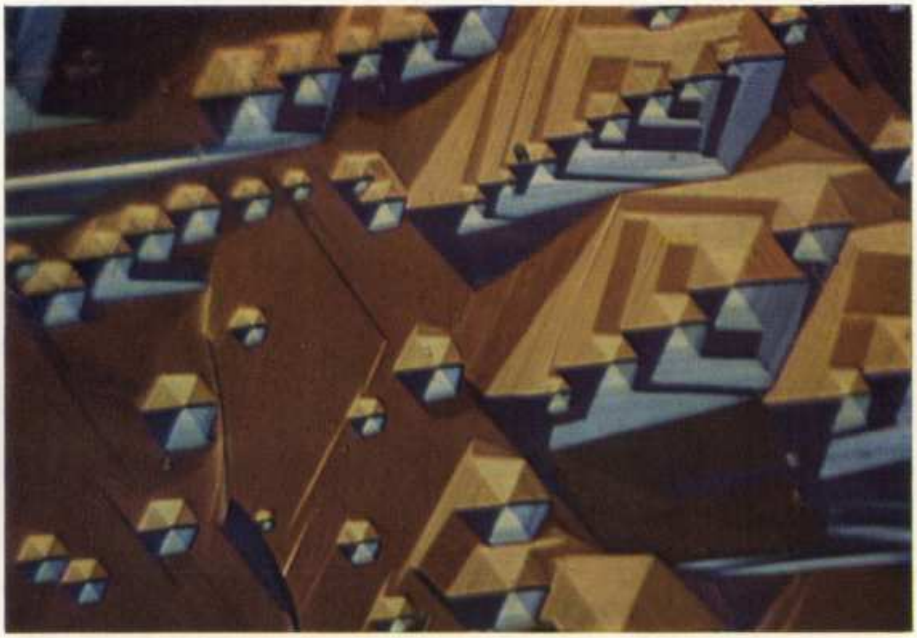
De eigenschappen van cadmiumsulfide voor gebruik in fotoweerstanden, elektroluminescerende panelen en andere vastestoftoepassingen hangen in hoge mate af van chemische verontreinigingen van de kristalletjes — een feit waaraan men reeds lang veel onderzoek heeft gewijd —, maar ook van fysische imperfecties der kristallen. Om deze invloed te kunnen nagaan, tracht men zo perfect mogelijke CdS-kristallen te bereiden. In verschillende laboratoria is men er de laatste tijd in geslaagd, goede CdS-kristallen met afmetingen van enkele cm te kweken. CdS kan voorkomen in twee kristalmodificaties, een kubische en een (polair) hexagonale. Onder de omstandigheden welke geschikt zijn voor het kweken, ontstaat de hexagonale vorm.

Een door ons gekweekt kristal werd (na bevochtiging met water) gedurende ca. 1 minuut op een der basisvlakken geëtst in zoutzuurdamp. Waarneming

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van het geëtste oppervlak in een microscoop met interferentiecontrast [1]) levert kleurige beelden van de gevormde etsputten, waarvan hier twee foto's zijn gereproduceerd (vergroting ca. 250 ×). De symmetrie van het CdS-kristal komt in elke etsput fraai tot uiting (zeszijdige pyramides). De juiste interpretatie van het ontstaan der trapjes die men in elke put ziet, is nog niet geheel zeker.



Bij het bekijken van de foto's valt het op dat reeksen etsputten ongeveer langs rechte lijnen gerangschikt liggen, en dat deze lijnen onderling bijna evenwijdig zijn, terwijl ertussenin slechts weinige, geïsoleerde, putten liggen. Men kan hieruit afleiden dat het kristal een hoge graad van perfectie bezit. We kunnen dit als volgt toelichten.

Elke etsput is het eindpunt van een dislocatie [2]) in het rooster van het kristal. Een reeks van dislocaties is te beschouwen als een „mozaïek"-grens (subkorrelgrens) tussen twee enigszins verschillend georiënteerde kristalblokken. Dat de mozaïekgrenzen in ons geval weinig in getal zijn en min of meer evenwijdig lopen, wijst al op een goede bouw van het gehele kristal. Bovendien kunnen we een schatting maken van het oriëntatieverschil tussen twee aangrenzende mozaïekblokken. Is b de afstand waarover in een dislocatie het ene roosterdeel ten opzichte van het aangrenzende afgeschoven is (de burgersvector), en d de afstand van opeenvolgende dislocaties (etsputten) langs de korrelgrens, dan geldt voor de hoek tussen de twee korreloriënteringen: $\alpha = b/d$. Hierbij is aangenomen dat we alleen met lijndislocaties te maken hebben. (Zijn er ook schroefdislocaties, dan veranderen de beschouwingen niet essentieel.) Uit de foto's leiden we af dat d de relatief grote waarde van ca. 25 micron heeft. Verder blijken de korrelgrenzen te liggen ongeveer in de $\langle 10\bar{1}0 \rangle$richting, en de afschuiving in elk der hierin gelegen lijndislocaties is dan loodrecht op deze richting, d.i. ligt in de $\langle 1\bar{2}10 \rangle$richting ofwel langs de a-as van de hexagonale structuur. De genoemde afschuiving zal zeker niet meer dan één roostervlakkenafstand bedragen, en we berekenen dan dat $\alpha = b/d = 15 \times 10^{-6}$ radialen $= 3''$. Aangrenzende mozaïekgedeelten vertonen bij dit kristal dus slechts uiterst kleine oriëntatieverschillen, van de orde van enkele boogseconden.

A. J. ELAND.

[1]) Deze waarnemingsmethode, die zeer kleine hoogteverschillen zichtbaar kan maken — vaak nog beter dan de fazecontrastmethode van Zernike —, is ontwikkeld door Nomarski. (Zie G. Nomarski en A. R. Weill, Rev. Métall. **52**, 121, 1955.)

[2]) Zie b.v. Philips techn. T. **15**, 266, 1953, waar de diverse soorten dislocaties worden beschouwd en begrippen als de burgersvector e.a. worden toegelicht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

FYSISCH ONDERZOEK BIJ LAGE TEMPERATUUR

III. WARMTEGELEIDING IN ISOLATOREN; PARAMAGNETISME DIËLEKTRISCHE VERLIEZEN SAMENHANGEND MET CHEMISCHE ROOSTERFOUTEN

door J. VOLGER.

576.48

In dit derde en laatste artikel van de serie over fysisch onderzoek bij lage temperatuur [1]) *treft men, evenals in II, een keus aan van recente onderzoekingen. Deze zijn hier echter gebaseerd op weer andere methodes van cryogeen vaste-stofonderzoek dan daar ter sprake kwamen: in hoofdzaak betreft het hier methodes die in aanmerking komen voor het onderzoek van isolatoren. Bij een aantal van de in dit artikel besproken lage-temperatuureffecten wordt men geconfronteerd met de consequenties van het feit dat bij dalende temperatuur allerlei processen trager gaan verlopen.*

De warmtegeleiding in isolatoren

Het mechanisme van de warmtegeleiding in isolatoren vertoont een grote analogie met dat van de elektriciteitsgeleiding in metalen. In het vorige artikel [1]) zagen we dat de grootte van de elektrische weerstand van een metaal bij niet te lage temperatuur in hoofdzaak bepaald wordt door de roostertrillingen, en bij lage temperatuur door verstrooiing van de elektronen aan roosterfouten. Iets soortgelijks treedt bij het warmtetransport op met de roostertrillingen zelf, die in isolatoren de enige dragers en transporteurs van de thermische energie zijn. Kan men bij metalen iets over de roosterfouten te weten komen uit het gedrag van het elektrische geleidingsvermogen bij lage temperatuur, bij isolatoren — waar de elektrische methode uiteraard niet toepasbaar is — kan men dus hetzelfde bereiken door bestudering van het warmtegeleidingsvermogen.

Alvorens dit nader te preciseren, willen we thans eerst enkele woorden wijden aan de theorie van Debye over de soortelijke warmte van vaste stoffen, waaraan een beschouwing over de roostertrillingen ten grondslag ligt, die ook voor het probleem der warmtegeleiding van fundamenteel belang is. In deze theorie wordt uitgegaan van de trillingstoestanden van het gehele rooster. Dit leidt bij een rooster dat uit N eenatomige moleculen bestaat, voor het aantal trillingstoestanden (staande golven) $f(\nu)d\nu$ met frequentie tussen ν en $\nu+d\nu$, tot de formule:

$$f(\nu)\,d\nu = 9\,N\nu^2\,d\nu/\nu_{max}{}^3. \quad . \quad (III, 1)$$

Hierin is ν_{max} de hoogste frequentie die voorkomt; trillingen met een zo hoge frequentie dat de golflengte kleiner wordt dan de interatomaire afstand, kunnen in een beschouwing van het gehele kristal geen rol spelen [2]). De waarden van ν_{max} vindt men, uitgaande van de overweging dat volgens de mechanica het totale aantal onafhankelijke trillingswijzen niet groter dan $3N$ kan zijn. In formule:

$$\int_0^{\nu_{max}} f(\nu)d\nu = 3N. \quad . \quad . \quad . \quad (III, 2)$$

De waarde van ν_{max} die hieruit volgt, blijkt overeen te komen met een golflengte die ongeveer gelijk is aan de dubbele interatomaire afstand.

Beschouwt men iedere trillingswijze, juist als we in het eerste artikel met de moleculen (atomen) deden, als een gequantiseerde harmonische oscillator met nulpuntsenergie $\frac{1}{2}h\nu$, dan is bij thermisch evenwicht volgens formule (I, 5) het gemiddelde aantal quanta met energie $h\nu$ dat per oscillator aanwezig is, gelijk aan $\{\exp(h\nu/kT)-1\}^{-1}$. Naar analogie van de naam foton voor een lichtquantum — ook met energie $h\nu$ — noemt men zo'n quantum van elastische trillings- oftewel geluids-energie een fonon. Het aantal fononen $g(\nu)d\nu$ dat men bij een temperatuur T in het frequentiegebied van ν tot $\nu+d\nu$ aantreft, wordt dus gegeven door:

$$g(\nu)d\nu = \frac{f(\nu)d\nu}{\exp(h\nu/kT)-1} = \frac{9N\nu^2/\nu_{max}{}^3}{\exp(h\nu/kT)-1}\,d\nu. \quad . \quad . \quad (III, 3)$$

Hieruit volgt (vergelijk formule I, 6) dat bij hoge temperaturen $g(\nu)$ evenredig met T is — de

[1]) J. Volger, Fysisch onderzoek bij lage temperatuur, I. Inleiding, Philips techn. T. **22**, 193-199, 1960 (no. 6), en II. Elektronengeleiding in metalen en halfgeleiders, Philips techn. T. **22**, 246-252, 1960 (no. 7).

[2]) Voor de afleiding van deze formule moge worden verwezen naar R. Kronig, Leerboek der Natuurkunde, 5e druk, A'dam 1958, hoofdstuk VII. In een ietwat andere gedaante vindt men de formule afgeleid in vele andere leerboeken, zoals b.v. Ch. Kittel, Solid state physics, 2e druk, New York 1957, hoofdstuk 6, of M. Born, Atomic physics, 3e druk, Londen 1944, hoofdstuk VII.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

totale trillingsenergie van het rooster is dus ook evenredig met T en de soortelijke warmte is constant —, maar niet bij lage temperatuur. Een grafische voorstelling vindt men in *fig. 1*. Hierin is $g(\nu)$, met weglating van de factor $9N$, dubbellogaritmisch uitgezet tegen de frequentie (als fractie van ν_{max}), met als parameter het quotiënt van de temperatuur T en de debyetemperatuur Θ. Laatstgenoemde temperatuur is gelijk aan $h\nu_{max}/k$. Men ziet dat bij hoge temperatuur de curve een rechte is, die bij iedere verhoging van de temperatuur met een factor tien, evenwijdig met zichzelf een decade omhoogschuift. Is $T \ll \Theta$, dan blijft dit alleen gelden voor de lage frequenties; quanta met frequenties in de buurt van ν_{max} komen met dalende temperatuur steeds minder en ten slotte nagenoeg helemaal niet meer voor. Het maximum van de kromme ligt ongeveer bij de frequentie waarvoor $\nu/\nu_{max} = 1{,}6\ T/\Theta$. Evenals dit alles zijn invloed heeft op het verloop van de soortelijke warmte in het gebied der hoge temperatuur, zo varieert ook het warmtegeleidingsvermogen hier sterk.

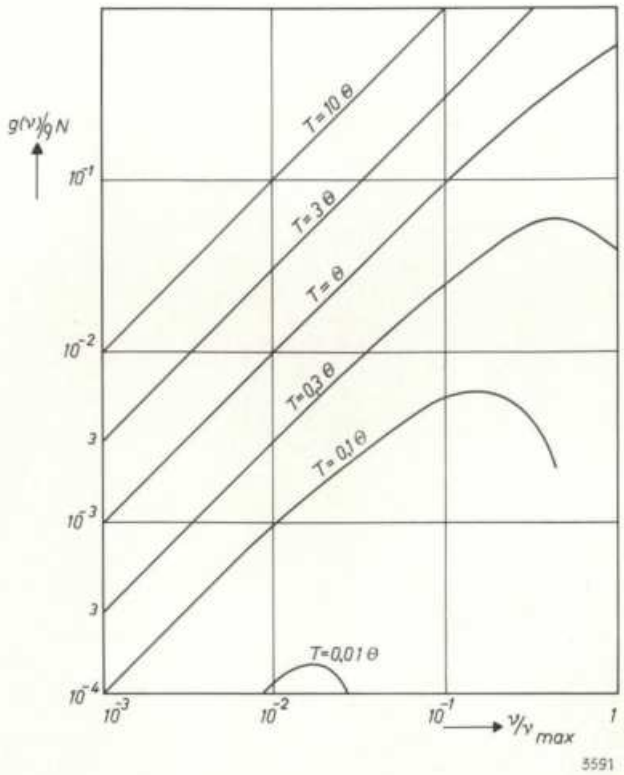


Fig. 1. Het fononenspectrum in een vaste stof. Het aantal fononen $g(\nu)$ met frequentie ν is (behoudens een factor $9N$) voor verschillende temperaturen uitgezet tegen de frequentie. De temperatuur T is in de figuur uitgedrukt als fractie van de debyetemperatuur Θ, de frequentie als fractie van de maximumfrequentie ν_{max}.

Volgens de theorie van Debye vindt men dus voor de totale energie E de formule:

$$E = \int_0^{\nu_{max}} g(\nu)\, h\nu\, d\nu, \quad \ldots\ldots \text{(III, 4)}$$

waaruit men voor het gebied der hoge temperaturen kan afleiden $E = 3NkT$, zodat de soortelijke warmte daar de vereiste constante waarde $3Nk$ heeft, en voor lage temperaturen:

$$E = \frac{\pi^4}{5}\left(\frac{kT}{h\nu_{max}}\right)^3 3NkT. \quad \ldots\ldots \text{(III, 5)}$$

De soortelijke warmte is volgens deze theorie bij lage temperatuur dus evenredig met T^3, hetgeen voortreffelijk overeenstemt met het experimenteel gevonden verloop.

De formule voor de warmtegeleidingscoëfficiënt $\varkappa$, dat is de verhouding tussen de hoeveelheid warmte die per tijdseenheid door de eenheid van oppervlakte stroomt en de temperatuurgradiënt, wordt voor een vaste stof waarin men zich het warmtetransport voorstelt door het bewegen der fononen, afgeleid op een manier die analoog is met die welke men toepast bij een gas. Voor gassen geldt volgens de kinetische gastheorie:

$$\varkappa = \gamma C v l, \quad \ldots\ldots \text{(III, 6)}$$

waarin C de warmtecapaciteit per volume-eenheid, v de gemiddelde snelheid der moleculen, l hun gemiddelde vrije weglengte en γ een constante is. Voor de warmtegeleiding in vaste stoffen geldt nu precies dezelfde formule, maar men moet dan in de definitie van v en l fononen lezen in plaats van moleculen. De snelheid v is nu dus de geluidssnelheid in het desbetreffende materiaal. De waarde van γ is van de orde van grootte van 1.

Alvorens na te gaan hoe $\varkappa$ in het gebied der lage temperaturen varieert met T, willen we er nog eens aan herinneren dat de fononen dus twee functies vervullen. In de eerste plaats zijn ze met elkaar de dragers van de thermische energie, en in de tweede plaats zorgen ze voor het transport van de thermische energie. In een kristal waarin de fononen zich volkomen ongehinderd zouden kunnen bewegen, zou het warmtetransport dus vergelijkbaar zijn met het energietransport door elektromagnetische straling in de vrije ruimte. In een reëel kristal is dit niet het geval. Ten gevolge van het optreden van verstrooiing der fononen — door diverse oorzaken — krijgt het warmtetransport het karakter van een diffusie [3]) en kan men dus spreken van warmtegeleiding.

Het gedrag van $\varkappa$ bij dalende temperatuur willen we thans bespreken aan de hand van een aan bismuttelluride (Bi_2Te_3) gemeten kromme [4]), die is

[3]) Dit komt macroscopisch tot uiting in het feit dat de warmtestroom evenredig is met de temperatuurgradiënt. Bij afwezigheid van strooiing zou de warmtestroom door een staaf evenredig zijn met het temperatuurverschil tussen de uiteinden, ongeacht zijn lengte.

[4]) De metingen waaruit de kromme verkregen is, zijn verricht door G. Bosch in het Natuurkundig Laboratorium.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

afgebeeld in *fig. 2*. Men vindt in deze figuur uitgezet $1/\varkappa$ tegen T. Door deze wijze van uitzetten ziet men duidelijk dat boven 20 °K de curve nagenoeg een rechte is die door de oorsprong gaat, zodat in dit gebied $\varkappa$ blijkbaar evenredig is met $1/T$. Men kan dit verloop als volgt verklaren. Indien de temperatuur

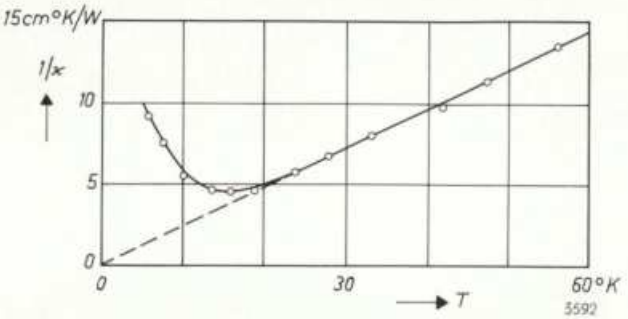


Fig. 2. De reciproke waarde van de warmtegeleidingscoëfficiënt $\varkappa$ van bismuttelluride als functie van de temperatuur.

aanzienlijk hoger is dan de debyetemperatuur Θ, dan is, zoals we eerder zagen (formule III,3 e.v. en fig. 1), de waarde van de fononenverdelingsfunctie $g(\nu)$ evenredig met T. Nu wordt in dit temperatuurgebied in voldoend zuivere kristallen de verstrooiing der fononen in hoofdzaak veroorzaakt door hun onderlinge „botsingen". De kans op een dergelijke botsing is evenredig met het aantal fononen en dus met T. De gemiddelde vrije weglengte l is dus omgekeerd evenredig met T, en hetzelfde geldt voor $\varkappa$, daar de overige grootheden die in formule (III, 6) voorkomen, in dit temperatuurgebied constant zijn.

Komt T in de buurt van Θ (voor Bi_2Te_3 : 150 °K), dan neemt het aantal fononen sterker dan evenredig af met T, en hetzelfde geldt voor hun strooikans, maar hier begint ook de soortelijke warmte af te nemen. Deze effecten compenseren elkaar aanvankelijk ongeveer. Dit verklaart ten dele waarom de evenredigheid tussen $\varkappa$ en $1/T$ tot vrij ver onder de debyetemperatuur blijft bestaan.

Waren de onderlinge botsingen der fononen de enige oorzaak van de verstrooiing, dan zou voor zeer lage temperaturen ($T \ll \Theta$) ten slotte de warmtegeleiding bij dalende temperatuur zeer sterk moeten toenemen. Men ziet in fig. 2 dat juist het omgekeerde het geval is. Daar in dit temperatuurgebied $g(\nu)$ zeer klein is en de kans op onderlinge botsingen der fononen eveneens, gaat hier de verstrooiing aan de roosterfouten een relatief belangrijke rol spelen. Uit een berekening volgt dat ten gevolge hiervan de gemiddelde vrije weglengte l van de fononen voor $T < \Theta$ slechts zwak met de temperatuur varieert. De soortelijke warmte varieert hier evenredig met T^3, zodat $\varkappa$ met dalende temperatuur inderdaad sterk moet afnemen.

Indien het rooster in 't geheel geen fouten zou vertonen, zou de vrije weglengte bij dalende temperatuur ten slotte uitsluitend bepaald worden door de afmetingen van het materiaal en dus onafhankelijk worden van de temperatuur. Men kan de warmtegeleiding dan vergelijken met het stromen van een zg. knudsengas, d.i. een gas dat zo ijl is dat het aantal onderlinge botsingen der moleculen te verwaarlozen is ten opzichte van het aantal botsingen met de wand van de buis waar het gas doorheen stroomt, of ook met de beweging van lichtquanta in een inwendig spiegelende buis (zie [3])). Inderdaad is een dergelijk effect experimenteel gevonden, o.a. aan diamant en aan enkele alkalihalogenides [5]).

Samenvattend kunnen we dus zeggen dat het verloop van de warmtegeleiding als functie van de temperatuur belangrijke informatie levert omtrent de verstrooiing van de fononen aan roosterfouten; het onderzoek van de warmtegeleiding van isolatoren is inderdaad een niet minder belangrijke methode dan het onderzoek van de elektronengeleiding in metalen. De wijze waarop het fononenspectrum varieert met de temperatuur, is uiteraard evenzeer van belang voor het verloop van andere processen die plaatsvinden onder de invloed van roostertrillingen. In het volgend hoofdstuk ontmoeten we een belangrijk voorbeeld daarvan.

Het paramagnetisme

Uit formule (I, 8) voor het magnetisch moment van paramagnetische stoffen konden we afleiden dat men uit het oogpunt van de magnetisering kan spreken van „lage" temperatuur indien $kT \ll \mu_B H$. In dit temperatuurgebied is de magnetisering niet meer evenredig met H, zoals bij de gebruikelijke veldsterkten bij kamertemperatuur het geval is, maar treedt er verzadiging op (fig. 2 van I).

We hebben er reeds op gewezen dat de snelheid waarmee sommige processen in de vaste stof verlopen, afneemt indien de temperatuur daalt. We willen dit thans voor het paramagnetisme wat nader bezien. Legt men een uitwendig magneetveld aan, dan is de magnetisatie $\overline{\mu}$ die uit formule (I, 8) volgt, niet ogenblikkelijk aanwezig; er verloopt enige tijd alvorens de nieuwe evenwichtstoestand zich heeft ingesteld. Indien dit instelproces — de zg. paramagnetische relaxatie — een exponentieel tijdsverloop vertoont, kan men het beschrijven met een karakteristieke tijd τ, de relaxatietijd. De oorzaak van het relaxatieverschijnsel is van zeer algemene aard. Een paramagnetisch ion kan zich in een magneetveld alleen instellen indien het de moge-

[5]) W. J. de Haas en Th. Biermasz, Physica **5**, 47, 320 en 619, 1938. Een theoretische behandeling vindt men bij H. B. G. Casimir, Physica **5**, 495, 1938. Zie ook R. Peierls, Ann. Physik **2**, 5, 1055, 1929.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lijkheid heeft van energie-uitwisseling met de omgeving, zo goed als b.v. ook een uit zijn evenwicht getrokken slinger onder invloed van de zwaartekracht alleen dan op den duur verticaal gaat hangen als zijn slingering gedempt is. Is energie-afgifte niet mogelijk, dan blijft het ion precederen zonder dat de hoek tussen de richtingen van $\bar{\mu}$ en H afneemt, zodat de component van $\bar{\mu}$ in de H-richting niet verandert; de slinger uit ons voorbeeld zou in dit geval met onverminderde amplitude blijven slingeren. Men kan hieruit concluderen dat de grootte van de relaxatietijd dus bepaald wordt door de mate waarin energie-afgifte kan plaatsvinden.

Doordat τ in de regel klein is, komt de traagheid van instellen niet direct tot uiting bij magnetiseren met een constant magneetveld, maar wèl indien men werkt met een periodiek variërend veld. Zolang de frequentie klein is ten opzichte van de reciproke relaxatietijd, merkt men niets bijzonders. Voert men de frequentie echter op, dan blijkt de susceptibiliteit in het frequentiegebied rondom $1/\tau$ af te nemen. Ook treedt er dan een fazeverschil op tussen H en $\bar{\mu}$. Beide verschijnselen wijzen erop dat de instelling van de paramagnetische ionen de variaties van het magneetveld niet goed meer volgen kan.

Ten einde kwalitatief duidelijk te kunnen maken waarom τ bij dalende temperatuur sterk moet toenemen, keren we even terug naar het in de inleiding geschetste geval waarbij de spin slechts twee standen kan hebben, nl. één parallel en één antiparallel met het magneetveld. Aldaar werd reeds vermeld dat het energieverschil tussen de beide toestanden $2\mu_B H$ bedraagt. Bij een overgang moet het ion dus, al naar gelang van de richting van overgang, dit energiebedrag opnemen of afgeven. Dit kan nu via de trillingen van het rooster, en wel op twee manieren. In de eerste plaats kan er een fonon van de energie $2\mu_B H$ geabsorbeerd of geëmitteerd worden, in de tweede plaats kan een fonon niet-elastisch door het ion verstrooid worden en daarbij de energie $2\mu_B H$ afgeven of opnemen. Dit laatste proces is direct te vergelijken met het Raman-effect, dat men uit de optica kent. Beide processen nu hebben een grotere kans om op te treden naarmate er meer fononen beschikbaar zijn. Wat betreft het tweede (Raman-) proces, kan men dat direct begrijpen, en wat het eerste proces betreft, eveneens voor zover het over de absorptie van een fonon gaat. Ook de kans op emissie van een fonon echter is, naar de quantummechanica leert, des te groter naarmate er meer fononen zijn. Juist als bij de absorptie moeten deze, om effectief te zijn, de energie $2\mu_B H$ hebben.

In het voorgaande hoofdstuk (zie fig. 1) zagen we reeds dat inderdaad het aantal fononen bij dalende temperatuur sterk afneemt. Het is dus begrijpelijk dat het relaxatieproces langzamer zal zijn, en de relaxatietijd τ langer, naarmate de temperatuur lager is. *Fig. 3* toont het verloop met de temperatuur van de relaxatietijd van gadoliniumsulfaat en van een chroomaluin.

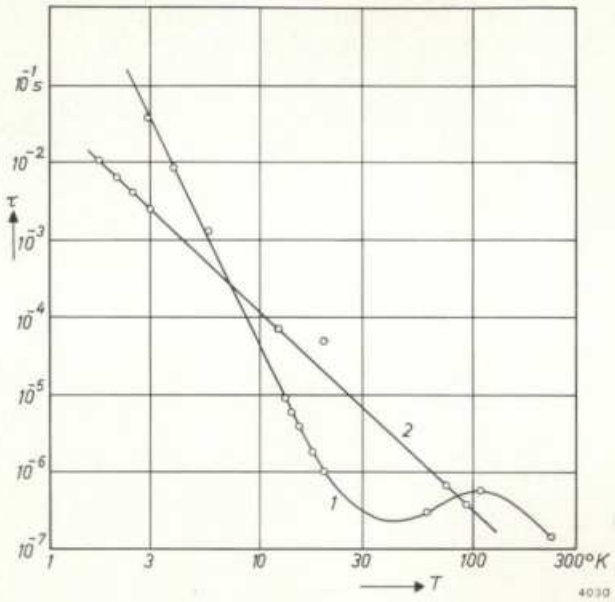


Fig. 3. De karakteristieke tijd τ van de paramagnetische relaxatie neemt bij dalende temperatuur sterk toe. Dubbellogaritmisch is uitgezet tegen de temperatuur het verloop van τ (seconden) zoals dat werd gevonden bij twee stoffen:
1: $Gd_2(SO_4)_3.8H_2O$; gemeten bij $2{,}6\times10^5$ A/m;
2: $CrK(SO_4)_2.12H_2O$; gemeten bij $3{,}2\times10^5$ A/m.

Behalve de zojuist besproken zg. spin-roosterrelaxatie is er ook nog een directe energie-uitwisseling mogelijk tussen de ionen onderling. De mate waarin dit proces kan optreden, wordt bepaald door de sterkte van de onderlinge wisselwerking en hangt derhalve af van de concentratie van de paramagnetische ionen. Men kan deze wisselwerking dus verzwakken door een zout te „verdunnen" met een zekere hoeveelheid niet-magnetische ionen. Bij normale, niet verdunde, paramagnetica is de met deze spin-spinrelaxatie corresponderende relaxatietijd $\tau_{s\text{-}s}$ van de orde van grootte van slechts 10^{-10} s. Bij verdunde zouten is $\tau_{s\text{-}s}$ dus wat langer. De temperatuur heeft op de snelheid van dit relaxatieverschijnsel geen invloed [6]).

Paramagnetische resonantie

Op verschillende wijzen is de temperatuur een factor van belang bij het onderzoek van de vaste stof met de methode der paramagnetische

[6]) Het bestaan van een niet van de temperatuur afhangend relaxatieverschijnsel naast de wèl met de temperatuur variërende spin-roosterrelaxatie is in 1932 op theoretische gronden voorspeld door J. Waller (Z. Phys. **79**, 370, 1932). Experimenteel is het bestaan van de paramagnetische relaxatieverschijnselen het eerst aangetoond door C. J. Gorter (Physica **3**, 503, 1936).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

resonantie, die eerder in dit tijdschrift reeds uitvoerig besproken is [7]). Hierbij wordt, door het aanleggen van een magnetisch veld, de ontaarding van het grondniveau van de paramagnetische ionen opgeheven en splitst dit energieniveau zich in een aantal nieuwe, waarvan de onderlinge afstand ΔE in eerste benadering evenredig is met H. Door bestraling met elektromagnetische golven van zodanig frequentie ν_r dat $h\nu_r = \Delta E$, kan men overgangen tussen naburige deelniveaus teweegbrengen. Verkeert de meerderheid der ionen in het onderste van twee van dergelijke niveaus — de normale situatie — dan leidt dit tot een netto-absorptie, in het andere geval tot een netto-emissie van straling met frequentie ν_r.

We moeten spreken van netto-absorptie resp. netto-emissie omdat in beide gevallen zowel absorptie als emissie plaatsvindt; in het eerste geval overtreft het aantal geabsorbeerde quanta het aantal geëmitteerde, in het andere geval is het juist omgekeerd. Beide aantallen zijn evenredig met de bezetting der beide niveaus en met het aantal opvallende quanta. Het feit dat ook de emissie hier evenredig is met de intensiteit van het opvallende stralingsveld, illustreert dat men hier te doen heeft met de zg. gedwongen (of gestimuleerde) emissie. In tegenstelling met wat men in de optische spectroscopie aantreft, is de spontane emissie hier verwaarloosbaar (vgl. [7])).

De invloed van de temperatuur op de verschijnselen die men waarneemt, is nu drieërlei. In de eerste plaats bepaalt de temperatuur de mate waarin men de fijnheden van het absorptiespectrum kan onderscheiden, in de tweede plaats bepaalt de temperatuur de verhouding tussen de intensiteit van de opvallende en de geabsorbeerde straling — de gevoeligheid dus —, en in de derde plaats bepaalt de temperatuur de maximaal toelaatbare sterkte van de opvallende straling.

Wat betreft het onderscheiden van de details van het resonantiespectra, herinneren we eraan dat de niveaus waarin het grondniveau gesplitst wordt, vaak zelf ook weer gesplitst zijn in een aantal dicht bijeenliggende deelniveaus. Deze laatste splitsing juist is het die de belangrijkste informatie levert omtrent de onderzochte stof. Men kan deze fijnheden uiteraard niet te zien krijgen indien de breedte van de lijnen van het resonantiespectrum groter is dan de onderlinge afstand der deelniveaus. Daar deze breedte o.a. samenhangt met de snelheid van het relaxatieproces, en wel zodanig dat de lijnbreedte afneemt naarmate het relaxatieproces trager is, kan men in die gevallen waar dat nodig is (zoals b.v. bij onderzoek aan stoffen die Ti^{3+}, Fe^{2+} of Co^{2+} bevatten), een voldoend kleine lijnbreedte bereiken door te koelen. Een fraai voorbeeld hiervan vindt men in *fig. 4*.

Wat het tweede temperatuuraspect, dat van de gevoeligheid, betreft, herinneren we eraan dat de netto-absorptie groter is naarmate het bovenste van de beide niveaus tussen welke de overgangen plaatsvinden, relatief zwakker bezet is. Daar de verhouding van de beide niveaubezettingen evenredig is met de boltzmannfactor $\exp(-\Delta E/kT)$, kan men dus de absorptie opvoeren door T te verlagen. Daar ΔE van de orde van grootte van

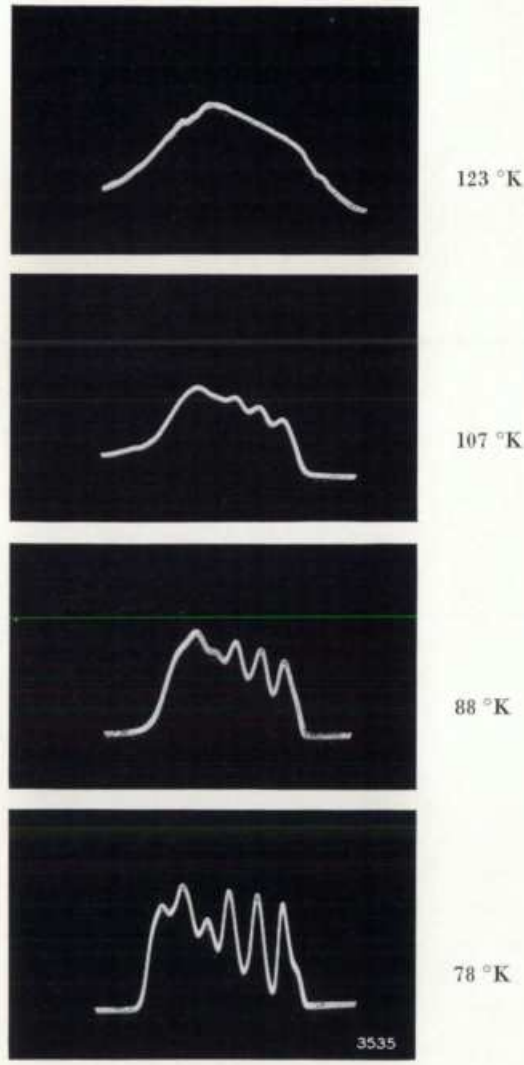


Fig. 4. Spectrumlijn met hyperfijnstructuur uit het paramagnetisch resonantiespectrum van met röntgenstraling bestraald α-kwarts. Door een dergelijke bestraling ontstaan er in het kwarts zg. kleurcentra bij de als verontreiniging aanwezige aluminiumatomen. De opnamen zijn gemaakt bij vier verschillende temperaturen. Men ziet dat de afzonderlijke lijnen smaller worden — en dus ook hoger, daar hun oppervlakte constant blijft — naarmate de temperatuur lager is. Bij de hoogste temperatuur is hun breedte zo groot ten opzichte van hun afzonderlijke afstand dat ze geheel ineenvloeien. De frequentie van het elektromagnetische veld was 9,7 GHz ($\lambda = 3{,}1$ cm). De richting van het permanente magneetveld was evenwijdig met die van de c-as van het kwartskristal. (Opgenomen door J. S. van Wieringen in het Philipslaboratorium te Eindhoven.)

[7]) J. S. van Wieringen, Paramagnetische resonantie, Philips techn. T. **19**, 325-337, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$k \times 1$ °K is, zou hiermee in alle gevallen aanzienlijke winst te behalen zijn, indien temperatuurverlaging niet tevens een ongunstig effect teweegbracht, de derde van de bovengenoemde temperatuurinvloeden.

Bij het uitvoeren van een resonantie-experiment is de niveaubezetting niet volkomen gelijk aan die welke uit de boltzmannfactor volgt, doordat het stralingsveld overgangen naar het bovenniveau teweegbrengt en dit dus tracht „vol te pompen". Bij normale temperatuur, waar de relaxatietijd kort is (b.v. 10^{-7} s) en het bovenniveau dus ook weer snel „leegloopt", is de afwijking gering en treedt een ernstige vermindering van de gevoeligheid niet op. Koelt men echter af, dan neemt de relaxatietijd toe, zoals we zagen, en kan men in sommige gevallen in de situatie komen dat de bezetting van het bovenniveau nagenoeg gelijk wordt aan die van het onderniveau (verzadiging) en dat de netto absorptie dus nagenoeg nul wordt! Men zou in dat geval, om verzadiging te vermijden, moeten werken met een aanzienlijk zwakkere opvallende straling. De keus van de temperatuur en de intensiteit van de opvallende straling vereist dus steeds een compromis en moet van geval tot geval beoordeeld worden.

Vaste-stofversterkers voor microgolven

Thans willen we, eveneens vanuit het gezichtspunt van de temperatuur, nog enkele woorden wijden aan de versterkers voor microgolven die bekend staan onder de naam „maser" (*M*icrowave *A*mplification by *S*timulated *E*mission of *R*adiation). We beperken ons hierbij tot de zg. vaste-stofmaser met drie niveaus [8]). We zullen zien dat de fysische grondslagen van de temperatuureffecten die we hier ontmoeten, goeddeels dezelfde zijn als welke we zojuist besproken hebben bij de paramagnetische resonantie.

De werking van een maser berust op het reeds terloops gereleveerde feit dat het blootstellen van een paramagneticum aan straling van een frequentie die correspondeert met het energieverschil tussen twee niveaus, tot een netto-emissie — en dus tot versterking van het invallende signaal — leidt indien het bovenniveau sterker bezet is dan het onderniveau; het aantal overgangen van boven naar beneden overtreft nl. in dit geval het aantal overgangen van beneden naar boven — evenredig is met de niveaubezetting en met de intensiteit van de opvallende straling, maar in goede benadering ook de emissiekans, terwijl de evenredigheidsfactor in beide gevallen dezelfde is. De emissie is hier nl. nagenoeg uitsluitend gedwongen (gestimuleerde) emissie; de kans op spontane emissie, die natuurlijk wel van de bezetting van het bovenniveau afhangt maar niet beïnvloed wordt door de opvallende straling, is hier verwaarloosbaar of althans van ondergeschikt belang.

De voor de werking van de maser vereiste z.g. inversie van de niveaubezetting kan men uiteraard alleen teweegbrengen door ingrijpen van buitenaf; bij een stof in thermisch evenwicht is steeds het benedenniveau het sterkst bezet.

Bij de vaste-stofmaser volgens Bloembergen bereikt men dit door te werken met een paramagnetisch zout waarvan het grondniveau zich in een magneetveld splitst in ten minste drie deelniveaus, en door dit zout bloot te stellen aan elektromagnetische straling die overeenkomt met de overgang tussen het laagste en het hoogste van de drie (*fig. 5*, resp. *1* en *3*). Men kiest de intensiteit van deze straling daarbij zo groot dat verzadiging optreedt,

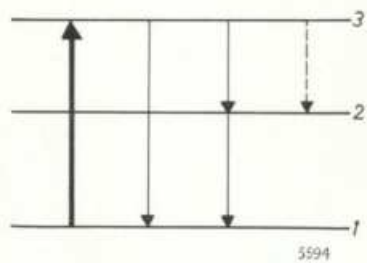


Fig. 5. Ter verklaring van de werking van een vaste-stofmaser volgens Bloembergen. Men maakt hierin gebruik van een paramagneticum waarvan de grondtoestand zich in een magneetveld splitst in ten minste drie niveaus.

d.w.z. dat de bezetting van *3* gelijk wordt aan die van *1*. Dit gaat in de praktijk natuurlijk alleen goed indien de relaxatietijd τ_{31} voor terugkeer naar het laagst gelegen niveau niet al te klein is. Door te koelen, kan men hierin zo nodig verbetering brengen en het vereiste „pompvermogen" tot een realiseerbare waarde verminderen. Men maakt dan dus juist gebruik van een effect dat, naar we hierboven zagen, bij resonantiemetingen storend is.

Een ion kan nu, behalve rechtstreeks, ook van niveau *3* naar niveau *1* terugkeren door eerst, onder emissie van een of meer fononen, over te gaan naar *2* en pas daarna verder naar *1* (fig. 5, dunne getrokken lijnen). Men kan berekenen dat de bezetting N_2 van niveau *2* in de evenwichtstoestand, behalve door de temperatuur, bepaald wordt door de energieverschillen E_{12} en E_{23} en de bij de overgangen be-

[8]) De gedachte die aan dit type „maser" ten grondslag ligt, is afkomstig van N. Bloembergen (Phys. Rev. **104**, 324, 1956).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

horende relaxatietijden τ_{32} en τ_{21}. Verder blijkt [8]) dat niveau *2* minder sterk bezet zal zijn dan niveau *3*, en er dus inversie optreedt, indien:

$$\frac{E_{12}}{\tau_{21}} > \frac{E_{23}}{\tau_{32}}. \quad \ldots \quad \text{(III, 7)}$$

Indien $E_{12} \approx E_{23}$ (exact gelijk mogen beide energieen niet zijn!), komt dit globaal neer op de eis $\tau_{32} > \tau_{21}$. In woorden: niveau *2* moet sneller „leeglopen" dan niveau *3*. Het grootst mogelijke positieve verschil $(N_3 - N_2)$ van de bezettingen wordt gegeven door de formule:

$$(N_3 - N_2)_{\max} = \frac{N}{3} \times \frac{1 - \exp(-E_{12}/kT)}{2 + \exp(-E_{12}/kT)} \approx N\frac{E_{12}}{kT}, \quad \ldots \quad \text{(III, 8)}$$

waarin $N = N_1 + N_2 + N_3$. Men ziet dat dit verschil des te groter is naarmate men de temperatuur van het zout lager kiest. De tot nu toe gemaakte masers van het type dat we thans bespreken, werken dan ook bij de temperatuur van vloeibaar helium.

Valt er nu elektromagnetische straling van frequentie ν_{23} $(= E_{23}/h)$ op een paramagnetisch zout waarvan de niveaus zo gelegen zijn en de relaxatietijden een zodanige waarde hebben dat aan (III, 7) voldaan is, en waaraan een voldoend pompvermogen wordt toegevoerd, dan induceert deze straling, dank zij de inversie van de bezetting van *2* en *3*, de emissie van een sterkere straling van dezelfde frequentie (fig. 5, streeplijn). Het zout werkt dan dus als maser. (Is τ_{32} kleiner dan τ_{21}, dan treedt inversie op van de bezetting van *1* en *2* en heeft men een maser die straling van de frequentie τ_{12} versterkt.)

Van de drie groepen versterkers die men thans kent — te weten versterkers met radiobuizen (c.q. transistors), parametrische versterkers en masers — vertonen de masers de kleinste ruis. Dit is de reden waarom deze versterkers, ondanks de daaraan verbonden bezwaren — koeling met vloeibaar helium, ze versterken slechts in een zéér klein golflengtegebiedje — toch interessant zijn uit een oogpunt van technische toepassing.

De belangrijkste bijdrage tot de ruis van een maser wordt geleverd door de spontane overgangen van het boven- naar het onderniveau, die, in tegenstelling met de gestimuleerde, immers niet gecorreleerd zijn met de opvallende straling. Theoretisch blijkt dat men deze ruisbijdrage kan uitdrukken als de thermische ruis van een negatieve weerstand die zich op een negatieve temperatuur bevindt [9]). Deze negatieve temperatuur is die welke men in de boltzmannfactor zou moeten substitueren om daarmee de geïnverteerde niveaubezetting te beschrijven. Daar de absolute waarde van deze temperatuur van dezelfde orde van grootte is als de ware temperatuur, is het dus ook uit het oogpunt van ruisvermindering verstandig om bij lage temperatuur te werken. Men vermindert dan trouwens tevens de thermische ruis van de trilholte waarin zich het kristal bevindt.

„Magnetische koeling"

Hoewel het onderwerp, strikt genomen, niet binnen het kader van ons artikel valt, willen we dit hoofdstuk over het paramagnetisme niet besluiten zonder enkele woorden gewijd te hebben aan de vermaarde koelmethode die berust op de adiabatische demagnetisering van een paramagnetisch zout [10]). Een „pil" van een geschikt paramagnetisch materiaal die zich in een sterk magneetveld bevindt, wordt enerzijds in warmtecontact gebracht met het te koelen monster — eventueel is dat de pil zelf — en anderzijds met een bad kokend helium. Heeft het thermische evenwicht zich ingesteld, dan wordt het warmtecontact met het heliumbad verbroken en vervolgens het magneetveld uitgeschakeld. De temperatuur van de pil daalt dan. Door dit principe op geraffineerde wijze toe te passen, is men er in geslaagd een temperatuur van 0,001 °K te bereiken.

De fysische achtergrond van de methode kunnen we in 't kort uiteenzetten aan de hand van *fig. 6*. In deze figuur ziet men schematisch voorgesteld hoe de entropie S verloopt als functie van de temperatuur, zowel bij aan- als bij afwezigheid van een magneetveld. Daar de gemagnetiseerde toestand van het zout een toestand van grotere orde is dan de niet-gemagnetiseerde, is bij iedere temperatuur de entropie het grootst bij afwezigheid van een magneetveld. Bij adiabatische (isentropische) demagnetisering (fig. 6, stap *2*) zal de temperatuur van het paramagnetische materiaal derhalve dalen.

Een groot effect kan men bereiken met zouten waarvan het grondniveau bij afwezigheid van een uitwendig magneetveld in

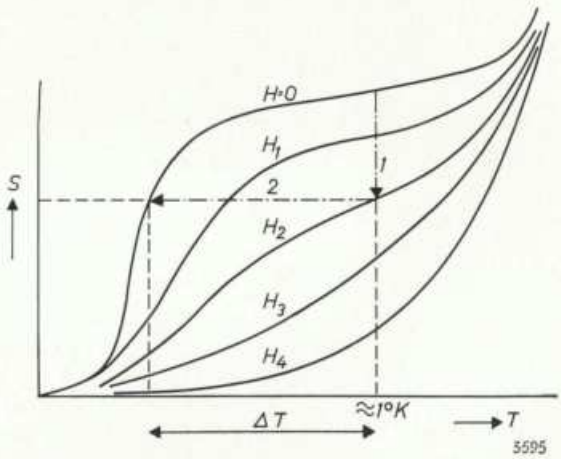


Fig. 6. Het verloop van de entropie S van een paramagneticum met de temperatuur T in het gebied tussen 0 en 1 °K bij aanwezigheid van magneetvelden van verschillende sterkte. Men kan een temperatuurdaling ΔT teweegbrengen door zo'n stof te koelen tot ca. 1 °K, het magneetveld H_2 aan te leggen (stap *1*), het warmtecontact met de omgeving te verbreken, en ten slotte het magneetveld weer uit te schakelen (stap *2*).

[9]) R. V. Pound, Ann. of Physics **1**, 24, 1957.

[10]) Uitvoerig wordt dit onderwerp behandeld in: C. G. B. Garret, Magnetic cooling, Harvard, Cambridge, 1954, en in het artikel van D. de Klerk in Handbuch der Physik, dl. XV, blz. 38-209, Springer, Berlijn 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

eerste benadering als volledig ontaard beschouwd kan worden. We bedoelen met deze uitdrukking dat de splitsing van het grondniveau die veroorzaakt wordt door het inwendige kristalveld, en die derhalve ook na het uitschakelen van het uitwendige magneetveld aanwezig blijft, slechts tot zeer kleine energieverschillen tussen de deelniveaus leidt. Naarmate deze zg. nulveldsplitsing sterker is, heerst er in het niet-gemagnetiseerde kristal een grotere orde en is dus het entropieverschil tussen de gemagnetiseerde en de normale toestand kleiner, zodat ook de bereikbare temperatuurverlaging kleiner zal zijn.

Diëlektrische verliezen, samenhangend met chemische roosterfouten

Zoals bekend, wordt in de theorie van de diëlektrische verschijnselen de grootte van de diëlektrische constante in verband gebracht met diverse polarisatiemechanismen. Zo is er een polarisatie ten gevolge van een verplaatsing van de elektronenwolk van de atomen ten opzichte van de atoomkern, een polarisatie door verplaatsing van de negatieve ionen van het kristalrooster ten opzichte van de positieve, en ook is er, in stoffen waarin moleculen met een permanent dipoolmoment voorkomen, een oriëntatiepolarisatie. Daar het onderzoek van de vaste stof de laatste decennia vooral een onderzoek naar de roosterfouten is geworden, willen we ons hier beperken tot enkele voorbeelden van diëlektrische verschijnselen die samenhangen met roosterfouten [11]). In het bijzonder zullen we ons bezighouden met gevallen waarbij in een roosterfout een elektrische dipool met moment p aanwezig is, en waarbij deze dipolen zich in een uitwendig elektrisch veld met een zekere traagheid instellen; de wijze van instellen kan in onze voorbeelden beschreven worden door één karakteristieke tijd, de relaxatietijd τ.

Geheel naar analogie van wat we in het vorige hoofdstuk zagen bij het paramagnetisme, waar de traagheid van het relaxatieproces tot een vermindering van de susceptibiliteit leidt indien de frequentie van de veldvariaties groter is dan $1/\tau$, vindt men ook hier dat de dynamische waarde van de diëlektrische constante afneemt indien de frequentie van het aangelegde elektrische veld toeneemt tot waarden boven $1/\tau$ [12]). Zij ε_m de relatieve diëlektrische constante van het ongestoorde rooster — die we hier voor het gemak als constant zullen beschouwen —, dan wordt de waarde ε die men bij zekere hoekfrequentie vindt, gegeven door de formule:

$$\varepsilon = \varepsilon_m + \frac{\Delta\varepsilon}{1+\omega^2\tau^2}. \quad . \; . \quad \text{(III, 9)}$$

De waarde van de grootheid $\Delta\varepsilon$ volgt uit de formule:

$$\Delta\varepsilon = N f \frac{4\pi p^2}{3kT}. \quad . \; . \; . \quad \text{(III, 10)}$$

Hierin is N het aantal dipolen per cm³ en f een factor die de invloed van het inwendige (elektrische) kristalveld beschrijft; de dipolen voelen immers niet uitsluitend het aangelegde uitwendige veld, maar de resultante van dit veld en het inwendige. Indien de concentratie N van de dipolen niet te groot is, geldt:

$$f = (\varepsilon_m + 2)^2/9. \quad . \; . \quad \text{(III, 11)}$$

Zowel de relaxatietijd τ als de grootheid Np^2 kan men rechtstreeks bepalen. Laatstgenoemde grootheid vindt men door ε te meten bij hoge en lage frequentie; men kan dan met behulp van (III, 9) de waarde van $\Delta\varepsilon$ vinden en die vervolgens substitueren in (III, 10). De relaxatietijd kan men in principe meten door na te gaan in welk frequentiegebied ε van waarde verandert, maar zeer nauwkeurig is dit niet, doordat de verandering slechts een kleine fractie van de waarde uitmaakt.

Een betere methode voor het bepalen van τ is die waarbij men nagaat hoe de verlieshoek δ — dat is de fazehoek tussen het aangelegde wisselveld en de diëlektrische verschuiving — varieert als functie van de frequentie. Men kan deze hoek bepalen door meting van de diëlektrische verliezen, die immers evenredig zijn met tg δ. De wijze waarop tg δ met de frequentie varieert, wordt uitgedrukt door de formule:

$$\operatorname{tg}\delta \approx \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_m}\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}. \quad . \; . \quad \text{(III, 12)}$$

Men kan hieruit afleiden dat tg δ sterk van de frequentie afhangt en een vrij scherp maximum vertoont bij $\omega = 1/\tau$.

In veel gevallen blijkt de wijze waarop τ van de temperatuur afhangt, gegeven te worden door een formule van de vorm:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0}\exp(-Q/kT). \quad . \; . \quad \text{(III, 13)}$$

De hierin voorkomende energie Q is een „activeringsenergie", d.i. de hoogte van de energieberg die een ion of elektron overschrijden moet bij het instellen van de nieuwe toestand. Het is plausibel dat men in de formule voor de kans op een dergelijke

[11]) Een overzicht over dit gebied vindt men in J. Volger, Dielectric properties of solids in relation to imperfections, Progress in Semiconductors **4**, 207-236, 1959.

[12]) Een uitvoerige behandeling van de theorie der diëlektrische verschijnselen vindt men, behalve in diverse leerboeken, o.a. in H. Fröhlich, Theory of dielectrics, Oxford University Press, Londen 1950. In het laatstgenoemde boek vindt men o.m. de afleiding van de in dit hoofdstuk voorkomende formules.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

overschrijding, en derhalve ook in die voor τ, een boltzmannfactor aantreft. De aard van deze energieberg zal in het volgende nog nader ter sprake komen. Soms kan een ion zich ook verplaatsen door een „tunneleffect", of doordat de energieberg die het gevangen houdt, voor een kort ogenblik verdwijnt door een gunstige combinatie van bewegingen van andere ionen. Ook in deze gevallen geldt dikwijls een formule van de vorm van (III, 13) .Uit deze formule blijkt duidelijk het belang van de temperatuur voor de bestudering van de diëlektrische verschijnselen. Vooral indien Q klein is, is bij hoge temperatuur de relaxatietijd zo kort dat zijn reciproke waarde buiten het toegankelijke frequentiegebied ligt. Eerst door bij lage temperatuur te werken, kan men verliezen waarnemen die met het desbetreffende mechanisme corresponderen.

Er zij nog op gewezen dat de analogie met de paramagnetische relaxatie — de formules (III, 9), (III, 10) en (III, 12) gelden daar mutatis mutandis ook! — ophoudt zodra men gaat kijken naar de aard van het relaxatiemechanisme. De wijze waarop τ met T varieert, is veelal anders, al is ook hier τ groot bij lage en klein bij hoge temperatuur.

Diëlektrische verliezen in kwarts door lokale deformatie van het kristalrooster

Diëlektrische verliezen die toegeschreven moeten worden aan een polarisatiemechanisme met kleine activeringsenergie, en die men dus pas te zien krijgt bij lage temperatuur, zijn o.a. gevonden in kwarts. *Fig. 7* toont het resultaat van metingen van tg δ als functie van T — en dus indirect als functie van τ — aan drie verschillende monsters bij een frequentie van 32 kHz. Men ziet dat de krommen enige hoge maxima vertonen. De temperaturen waarbij deze maxima — voor zover in een bepaalde kromme aanwezig — optreden, zijn voor alle drie de krommen dezelfde. Door de kristallen ook spectrochemisch te analyseren, kon men te weten komen welke onzuiverheden ze bevatten en aldus trachten iedere piek te correleren met de aanwezigheid van een bepaalde vreemde atoomsoort. Uitgaande van de veronderstelling dat de formules (III,10), (III, 12) en (III, 13) hier gelden, kan men berekenen dat voor de temperatuur T waarbij een piek optreedt, geldt:

$$kT_m = -\frac{Q}{\ln \omega\tau_0}\left(1 - \frac{1}{(\ln \omega\tau_0)^2} + \ldots\right). \qquad \text{(III, 14)}$$

Daar τ_0 voor alle pieken in alle drie de monsters de waarde 10^{-13} s bleek te hebben, was het mogelijk om in fig. 7 onder de temperatuurschaal een, eveneens lineaire, energieschaal te tekenen die voor alle

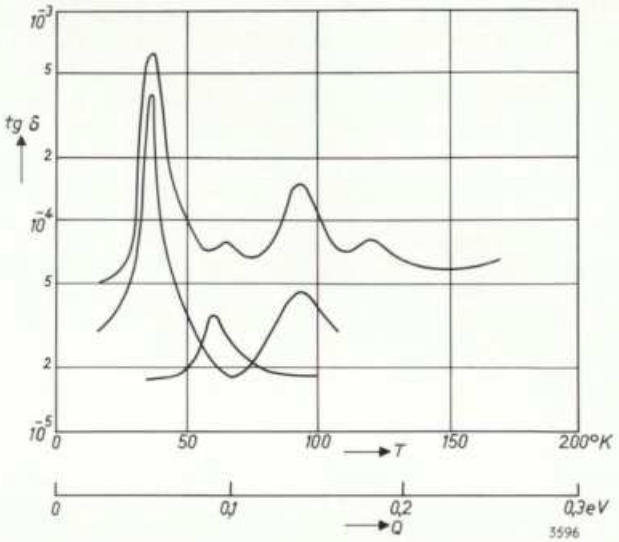


Fig. 7. Het verloop van tg δ met de temperatuur T voor drie kwartsmonsters die zich in een elektrisch wisselveld van 32 kHz bevonden. De optredende pieken worden toegeschreven aan polarisatiemechanismen die samenhangen met de aanwezigheid van verontreinigingen. De bijbehorende waarden van de activeringsenergie Q kan men aflezen op de onderste schaal.

drie de monsters geldt. Men ziet dat de Q-waarden van de orde van grootte van 0,1 eV zijn. Dit is inderdaad zeer klein; de Q-waarde voor de verplaatsing van een ion in het kristalrooster — een verplaatsing van de ene naar de andere roosterplaats dus — correspondeert met een ruwweg 10× zo grote waarde.

Het mechanisme van de polarisatieprocessen die verantwoordelijk zijn voor de zojuist genoemde verliezen, stelt men zich thans globaal aldus voor. Men neemt aan dat in „wijdmazige" kristalroosters, zoals men aantreft bij kwarts en glas, de minima van de potentiële energie, die dus corresponderen met de roosterplaatsen, niet enkelvoudig zijn, maar bestaan uit een klein groepje van afzonderlijke minima. Deze subminima zouden onderling gescheiden zijn door potentiaalbergjes die veel minder hoog zijn dan de maxima die tussen de roosterplaatsen in liggen (*fig. 8*). Ook bij temperaturen die zo laag zijn dat de verplaatsing van een ion van de ene

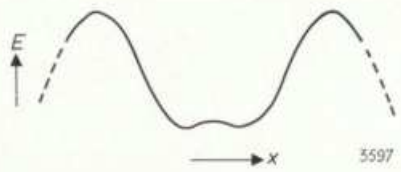


Fig. 8. Het optreden van diëlektrische verliezen bij zo lage temperatuur dat overgang van een ion van de ene naar de andere roosterplaats onmogelijk is, verklaart men door aan te nemen dat in „wijdmazige" roosters (kwarts, glas enz.) de roosterplaatsen soms niet overeenkomen met één minimum van de potentiële energie E, maar met een groepje van subminima. Getekend is het potentiaalverloop in een doorsnede van een dergelijke roosterplaats waarin twee subminima voorkomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

naar de andere roosterplaats uitgesloten is, hebben de ionen dus toch nog de mogelijkheid zich enigermate te verplaatsen, en wel van het ene subminimum naar het andere. De kleine waarde van Q voor deze processen correspondeert met de geringe hoogte van de potentiaalbergjes die de subminima scheiden.

Zoals gezegd, veronderstelt men de meervoudige minima in hoofdzaak aanwezig te zijn in de directe omgeving van vreemde atomen. De details van de bouw van chemische roosterfouten zijn tot nu toe echter helaas onvoldoende bekend om met zekerheid te kunnen uitmaken hoe de bovenbedoelde polarisatieprocessn in een concreet geval precies plaatsvinden.

Diëlektrische verliezen in oxydische halfgeleiders

Een merkwaardig polarisatiemechanisme dat men eveneens slechts door onderzoek bij lage temperatuur op het spoor kan komen, treedt op in oxydische halfgeleiders. We zullen de aard ervan bespreken aan de hand van het geval van nikkeloxyde waarin zich als verontreiniging een weinig lithium bevindt.

In het rooster van nikkeloxyde zijn de Ni-ionen tweewaardig positief. Vervangt men nu een der Ni-ionen door een Li-ion, dan is er geen elektroneutraliteit meer. Li-ionen zijn immers eenwaardig positief en er is geen enkele aanwijzing dat er tweewaardige Li-ionen bestaan. Daar de ionen van de ijzergroep wèl verschillende waardigheid kunnen hebben, ligt het voor de hand te veronderstellen dat de elektroneutraliteit hersteld wordt door de aanwezigheid van één driewaardig Ni-ion in de directe omgeving van het Li^{1+}-ion (*fig. 9*). Kiest men de temperatuur zo laag dat alle elektronen aan de donors gebonden zijn en het materiaal dus een isolator is, dan kan men constateren dat er diëlektrische verliezen optreden.

Men veronderstelt nu dat de polarisatie — d.i. het richten van de dipool die gevormd wordt door het Li^{1+} (ten opzichte van de omringende Ni^{2+}-ionen relatief enkelvoudig negatief geladen) en het Ni^{3+} (relatief enkelvoudig positief) — tot stand komt doordat een elektron overwipt van een der Ni^{2+}-ionen naar het Ni^{3+}-ion, waardoor dit laatste schijnbaar van plaats verandert. De Ni-ionen die hiervoor in aanmerking komen, zijn alléén degene die romdon het Li^{1+}-ion gelegen zijn. Dit mechanisme vertoont een zekere analogie met dat wat optreedt bij roosterfouten van het door Breckenridge ontdekte type. Een voorbeeld hiervan, dat niet lang geleden in dit tijdschrift ter sprake kwam [13]), is het geval van een substitutioneel Ba^{2+}-atoom in een NaCl-rooster, waarbij de elektroneutraliteit hersteld wordt door de aanwezigheid van een vacature op een Na-plaats. Deze vacature kan alle Na-plaatsen rondom het Ba^{2+}-atoom innemen, maar zich niet verwijderen.

Behalve aan nikkeloxyde heeft men hetzelfde verschijnsel ook waargenomen aan α-Fe_2O_3 waarin een aantal Fe^{3+}-ionen was vervangen door Ti^{4+}-ionen, en eveneens bij α-Fe_2O_3 van niet-stoichiometrische samenstelling. In het eerstgenoemde geval wordt

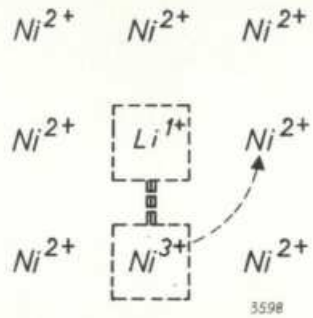


Fig. 9. De elektroneutraliteit van een nikkeloxydekristal waarin Li^{1+}-ionen voorkomen, wordt verkregen doordat één der omringende Ni-ionen 3-waardig wordt. Door het overspringen van een elektron kan de 3-waardigheid overgaan op een ander Ni-ion, mits dit eveneens tot de directe naburen van het Li-ion behoort. Men verklaart met dit mechanisme de diëlektrische verliezen die bij lage temperatuur gevonden worden in verontreinigde of niet-stoichiometrische oxydische halfgeleiders.

de elektroneutraliteit, naar men aanneemt, hersteld doordat één der Fe-ionen die het Ti^{4+} omringen, tweewaardig wordt en dus een elektron extra bezit. *Fig. 10* toont het resultaat van metingen aan niet-stoichiometrisch α-Fe_2O_3. De relaxatietijd τ werd hier bepaald door de wel zeer kleine Q-waarde van 5×10^{-3} eV en een τ_0-waarde van 2×10^{-7} s.

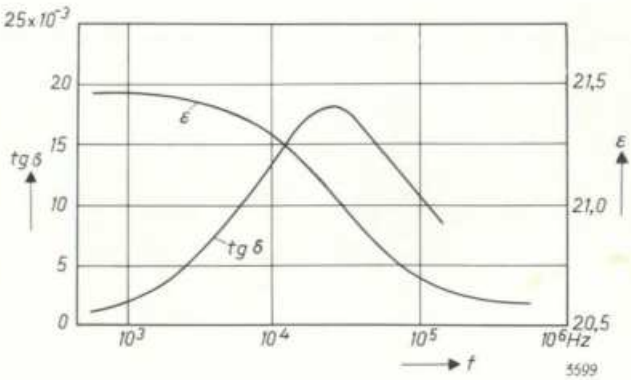


Fig. 10. Het verloop van de diëlektrische constante ε en van tg δ met de frequentie f van een niet-stoichiometrisch kristal van α-Fe_2O_3 dat zich op een temperatuur van 20 °K bevond.

[13]) Y. Haven, Roosterfouten in kristallen, bestudeerd aan alkalihalogenides, Philips techn. T. **20**, 51-62, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een sterk argument voor de veronderstelling dat het polarisatiemechanisme gebonden is aan de aanwezigheid van vreemde (althans extra-) atomen wordt gevormd door het feit dat de verliezen toe- en afnemen met de concentratie daarvan. In zuivere toestand vertonen de stoffen het effect in 't geheel niet.

Tot slot van deze serie artikelen willen we nog enkele opmerkingen maken omtrent de vraag welke betekenis het cryogene vaste-stofonderzoek heeft voor de techniek. Men kan — zoals bij elk min of meer fundamenteel onderzoek — spreken van een direct belang en van een indirect belang. Wat het laatste betreft, moet erop gewezen worden dat de bestudering van ieder van de besproken verschijnselen — ook van die welke technisch niet direct van belang zijn —, deel uitmaakt van een groter programma van onderzoek en kan blijken de essentiële factor te zijn voor het verkrijgen van nieuwe inzichten die van technisch belang zijn. Men denke slechts aan de vergroting van onze kennis van de roosterfouten door middel van de bestudering van de paramagnetische resonantie en de diëlektrische verliezen: het hierdoor toegenomen inzicht in de verkleuring die sommige glazen vertonen bij sterke bestraling, was van groot nut voor de produktie van glas voor röntgenbuizen en voor de röntgendosimetrie.

Wat de directe technische toepassingsmogelijkheden van de besproken verschijnselen betreft, wijzen we erop dat enkele ervan kunnen worden toegepast voor analytisch-chemische doeleinden en weer andere als basis fungeren voor de constructie van elektrische (elektronische) toestellen of schakelelementen. Chemische analysemethodes kan men baseren op de meting van de restweerstand van metalen, de paramagnetische resonantie (voor het opsporen van paramagnetische ionen die als verontreiniging aanwezig zijn in niet-paramagnetisch materiaal) en de meting van de warmtegeleiding. Toepassingen van het tweede soort kwamen we tegen in de maser en in de supergeleidende schakelaar. Er is alle reden om aan te nemen dat in de toekomst meer en meer technisch gebruik gemaakt zal worden van fysische verschijnselen die alleen optreden of waar te nemen zijn bij lage temperatuur.

Samenvatting. Zoals de restweerstand van een metaal bepaald wordt door de verstrooiing van de elektronen aan roosterfouten, zo wordt de warmtegeleiding van isolatoren bij lage temperatuur bepaald door de verstrooiing van de fononen aan roosterfouten. Uiteraard wordt het gedrag van een stof tevens bepaald door de wijze waarop het fononenspectrum met de temperatuur varieert. Als voorbeeld wordt besproken het gedrag van bismuttelluride. Uit het gebied van het paramagnetisme wordt, na een behandeling van de paramagnetische relaxatie, besproken op welke wijze de temperatuur van belang is voor de methode der paramagnetische resonantie en voor een vastestofversterker voor microgolven (maser). Diëlektrische verliezen, ten gevolge van polarisatiemechanismen met zeer kleine activeringsenergie ($< 0{,}1$ eV), die men dus alleen bij lage temperatuur kan bestuderen, zijn o.m. gevonden in (onzuiver) kwarts en in niet-stoichiometrische (of verontreinigde) oxydische halfgeleiders.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2759: N. H. W. Addink: Determination of the transition probability (reciprocal of lifetime) of excited atoms and ions from spectroanalytical data and the importance of lifetime values in spectrochemistry (Spectrochim. Acta **15**, 349-359, 1959, no. 5).

De auteur beschikt over uitgebreid materiaal van fotografisch gemeten intensiteiten van spectrumlijnen, verkregen door bekende hoeveelheden van diverse elementen in een koolboog tot totale verdamping te brengen. Met behulp van dit materiaal is het mogelijk van deze spectrumlijnen de relatieve overgangswaarschijnlijkheden te bepalen. Daarbij wordt ondersteld dat in de boog temperatuurevenwicht bestaat, dat de temperatuur van de boog bekend is (6100 °K in de kern, 4000 °K in de mantel) en verder dat de gemiddelde verblijftijd van de verdampende atomen in de ontlading in eerste benadering constant is. De invloed van de verdampingssnelheid op deze verblijftijd wordt door een correctie in rekening gebracht. Door vergelijking met spectrumlijnen van een bepaalde atoomsoort (Cd) waaraan nauwkeurige metingen zijn verricht door Van Hengstum en Smit, is het mogelijk voor alle lijnen absolute waarden van de overgangswaarschijnlijkheden A te vinden. Hieruit kan de gemiddelde levensduur τ van de niveaus van de onderzochte atomen worden afgeleid met behulp van de betrekking $\tau^{-1} = \sum A$ (te sommeren over alle spectrumlijnen die van een niveau uitgaan). Voor die niveaus waarbij volgens deze berekening geldt: $\tau \gg 10^{-8}$ s, is te verwachten dat de intensiteiten niet goed reproduceerbaar zijn. Lijnen die van zulke niveaus uitgaan, moeten liever niet voor spectrochemische bepalingen worden gebruikt.

Het is ook mogelijk aangeslagen ionen (vonklijnen) in de beschouwingen te betrekken. Daartoe wordt de ionisatiegraad bepaald met de formule van Saha.

2760: H. J. L. Trap en J. M. Stevels: Physical properties of invert glasses (Glastechn. Ber. **32 K**, VI/31-VI/52, 1959, no. 6).

Conventionele silicaatglazen zijn gekenmerkt door een onregelmatig ruimtelijk SiO_2-netwerk, in de holten waarvan zich een aantal zg. netwerkwijzigende ionen bevindt. De fysische eigenschappen van deze glazen worden hoofdzakelijk door het netwerk bepaald. Als echter het gehalte aan SiO_2 betrekkelijk gering is, verliest het Si-O-netwerk zijn samenhang en dan gaan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

juist de netwerkwijzigende ionen de eigenschappen bepalen. Men spreekt dan van invertglazen. In dit artikel wordt erop gewezen dat eigenschappen die samenhangen met korteafstandsordening (zoals diëlektrische en mechanische verliezen, viscositeit, thermische uitzetting), bij conventionele glazen en invertglazen op tegengestelde wijze veranderen als functie van de samenstelling. Eigenschappen waartoe de atomen individueel bijdragen (zoals diëlektrische constante en brekingsindex), veranderen echter voor de beide typen glas op dezelfde wijze. Het wordt plausibel gemaakt dat de overgang van conventioneel glas tot invertglas plaatsvindt bij een samenstelling waarbij het gemiddelde aantal zwevende zuurstofatomen per SiO_4-tetraëder twee bedraagt. Hiervan kan men omgekeerd gebruik maken om van de zg. weifelaars (ionen die zowel netwerkvormend als netwerkwijzigend kunnen optreden) te bepalen welke fractie tot de eerste, en welke tot de tweede categorie behoort.

2761: J. M. Stevels: Netzwerkfehler in kristallinischem und glasigem SiO_2 (Glastechn. Ber. **32**, 307-313, 1959, no. 8).

Kwartsglas en kwartskristal bevatten vrijwel altijd netwerkfouten. De concentratie van deze fouten is dikwijls zo klein dat ze niet met chemisch-analytische methodes zijn aan te tonen. Sommige netwerkfouten kan men zelfs in het geheel niet op deze wijze op het spoor komen. Dit is wel mogelijk als men fysische methodes toepast (meting van diëlektrische verliezen bij lage temperaturen, paramagnetische resonantie, optische metingen). Hiermee kan men niet alleen de concentraties van netwerkfouten vaststellen, maar ook iets te weten komen over de aard ervan. Door bepalingen vóór en na bestraling met kortgolvig ultraviolet, met röntgen- of gammastralen of met neutronen, kan men zich een voorstelling maken van de reacties die deze bestralingen in het materiaal veroorzaken.

2762: C. J. Bouwkamp: Interaction of two crossed cylinders in the presence of Van der Waals forces (Nieuw Arch. Wisk. **7**, 66-69, 1959, no. 2).

Berekening van de potentiële energie van de attractie tussen twee elkaar kruisende oneindig lange cilinders, waartussen krachten van Van der Waals (evenredig met R^{-7}) werkzaam zijn. Het resultaat kan worden geschreven als een combinatie van elliptische integralen.

2763: H. C. Hamaker: A note on „ANOVA in the transistor industry" (Industr. Qual. Control **16**, 12-14, 1959, no. 1).

Een kritiek op een artikel van Anderson en Wortham betreffende toepassing van statistische methodes in de transistorindustrie, met repliek van Wortham en dupliek van Hamaker.

2764: A. H. Boerdijk: Contribution to a general theory of thermocouples (J. appl. Phys. **30**, 1080-1083, 1959, no. 7).

In de gangbare theorieën over thermokoppels wordt gewoonlijk uitgegaan van sterk vereenvoudigende onderstellingen (cilindrische geleiders, materiaaleigenschappen onafhankelijk van de temperatuur T, geen effect van Thomson). Schrijver breidt de theorie uit tot geleiders van willekeurige gedaante, waarvan de materiaaleigenschappen gegeven functies zijn van T en waarbij de materialen bovendien nog inhomogeen en anisotroop mogen zijn (echter met zekere beperkingen). Na invoering van een enkele plaatscoördinaat laten zich twee niet-lineaire differentiaalvergelijkingen opstellen waaruit de stationaire temperatuur- en potentiaalverdeling volgen. Het maximale rendement als functie van de afmetingen blijkt onafhankelijk te zijn van de vorm der geleiders. Een bovengrens van het rendement kan worden bepaald. Het niet-stationaire geval kan bij cilinders en bij afgeknotte wiggen worden beschreven door twee differentiaalvergelijkingen met slechts twee variabelen. Een rimpel in de elektrische stroom heeft hetzelfde effect als een vermindering van elektrische geleidingsvermogen.

2765: J. S. C. Wessels: Studies on photosynthetic phosphorylation, III. Relation between photosynthetic phosphorylation and reduction of triphosphopyridine nucleotide by chloroplasts (Biochim. biophys. Acta **35**, 53-64, 1959, no. 1).

Onderzoek betreffende de reductie van trifosfopyridinenucleotide (TPN) door geïsoleerde chloroplasten. Bij aanwezigheid van vitamine K_3 of van flavinemononucleotide (FMN) kunnen chloroplasten lichtenergie omzetten in fosfaatbindingen van grote energie door vorming van adenosinetrifosfaat (ATP). Later is gebleken dat chloroplasten ook een directe fotochemische reductie van TPN teweeg kunnen brengen. Sommige onderzoekers meenden dat tussen beide reacties een zodanig verband bestaat dat de vorming van ATP kan geschieden ten koste van de reoxydatie-energie van gereduceerd TPN (dus van TPNH). Deze mening wordt aan de hand van de in dit artikel beschreven experimenten weerlegd.

2766: M. J. Sparnaay: The interaction between two cylinder-shaped colloidal particles (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **78**, 680-709, 1959, no. 8).

Uitbreiding van de door Derjaguin en door Verwey en Overbeek gegeven theorie der lyofobe colloïden (deze auteurs gingen uit van plaatvormige of bolvormige deeltjes) tot cilindervormige deeltjes. Daarbij wordt zowel het geval van evenwijdige cilinderassen als dat van elkaar kruisende assen bekeken. Afzonderlijk worden behandeld de krachten afkomstig van een diffuse dubbellaag (Gouy) en de krachten van Van der Waals. Het geval van evenwijdige cilinders ligt tussen dat van plaatvormige en van bolvormige deeltjes in. Elkaar kruisende cilinders gedragen zich vrijwel als bollen. (Zie ook publikatie no. **2762**.)

2767: M. Koedam: Sputtering of copper single crystals bombarded with monoenergetic ions of low energy (50-350 eV) (Physica **25**, 742-744, 1959, no. 8).

Van een koperkristal werden verschillende oppervlakken gebombardeerd met ionen van neon, argon en krypton en het rendement (atomen per ion) werd gemeten als functie van de energie (50-350 eV). Bij het (110)-vlak verdwijnen de atomen bij voorkeur in een richting loodrecht op dit vlak. Bij beschieting van een (111)-vlak zijn er zes voorkeursrichtingen, namelijk [110], [101], [011] en [411], [141] en [114]. Ter vergelijking werd een polykristallijn zilverplaatje gebombardeerd. Ook hier werd het rendement als functie van de energie der ionen gemeten.

2768: A. Venema: La mesure du débit d'une pompe à vide (Le Vide **14**, 113-120, 1959, no. 81; Franse en Engelse tekst).

Onder pompsnelheid verstaat de schrijver het quotiënt van afgevoerd gasvolume en de tijd, indien dit gasvolume gemeten zou worden bij de druk die aan de pompopening heerst. Een moeilijkheid is dat deze druk niet scherp is gedefinieerd, doordat juist bij de pompopening de snelheidsverdeling der moleculen niet isotroop is. Dit bezwaar kan worden ondervangen door de pomp te verbinden met een ruimte van voldoend groot volume, waarin de druk wel gedefinieerd is. Deze druk kan dan gemeten worden in het inwendige van deze meetruimte, of met een apparaat dat door een zijbuis met deze ruimte is verbonden. De diameter van de bedoelde ruimte moet twee- à driemaal die van de pompopening zijn, zoals uit proeven blijkt.

2769: K. H. Hanewald: Analysis of fat soluble vitamines, IV. Discussion of the chemical routine determination of vitamin D (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **78**, 604-621, 1959, no. 8).

Besproken worden zekere details van een reeds eerder gepubliceerde routinemethode ter bepaling van vitamine D; in het bijzonder: de colorimetrische bepaling met antimoontrichloride en de verwijdering van tachysterol door toevoeging van maleïnezuuranhydride.

2770: P. Westerhof en J. A. Keverling Buisman: Investigations on sterols, XII. The conversion of dihydrovitamin D_2-I and D_2-II into dihydrotachysterol$_2$ (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **78**, 659-662, 1959, no. 8).

Zowel uitgaande van dihydrovitamine D_2-II als van dihydrovitamine D_2-I konden reactieprodukten worden verkregen die een aanzienlijk percentage dihydrotachysterol$_2$ bevatten. Dit werd aangetoond door papierchromatografie. In het laatstgenoemde geval kon uit absorptiemetingen in het ultraviolet een opbrengst van ca. 30 procent dihydrotachysterol$_2$ worden berekend.

2771: E. J. W. Verwey: Synthetische keramiek (Chem. Weekbl. **55**, 553-556, 1959, no. 41).

Voordracht ter gelegenheid van het 10-jarig bestaan der

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Nederlandse Keramische Vereniging. „Synthetische" keramische materialen worden bereid uit chemisch zuivere grondstoffen met voorbijgaan van de tot nu toe gebruikelijke stoffen, zoals klei en kaolien. Achtereenvolgens worden besproken: oxydemengsels, zoals (Al_2O_3, ZrO_2, BeO) en (Al_2O_3, MgO), TiO_2 en titanaten, alle behorende tot de „witte" keramiek (diëlektrica en isolatoren). Daarnaast kent men de „zwarte" keramiek (halfgeleiders en magnetische materialen), waarvan genoemd worden ferrieten, zoals ferroxcube ($MeFe_2O_4$) en ferroxdure ($BaFe_{12}O_{19}$), en materialen met granaatstructuur ($Ca_3Al_2Si_3O_{12}$). Halfgeleiders worden gemaakt met behulp van het principe der geleide valentie. Het artikel besluit met enkele opmerkingen over het in gang zijnde speurwerk en over de toekomstmogelijkheden (molecular engineering).

2772: J. te Winkel: Drift transistor (Electronic and Radio Engr. **36**, 280-288, 1959, no. 8).

Vervangingsschema's worden ontwikkeld voor een transistor waarbij de toegevoegde verontreiniging een concentratiegradiënt vertoont (drifttransistor). Daarbij wordt uitgegaan van een aantal parameters die kunnen worden afgeleid uit de fysische principes waarop de werking van de transistor berust. Aangetoond wordt welke benaderingen mogelijk zijn in een beperkt frequentiegebied en bij grote waarden van de concentratiegradiënt. Verdere vereenvoudigingen worden verkregen door invoering van geschikt gekozen frequentieparameters. De resulterende schema's blijken op eenvoudige wijze samen te hangen met die welke in gebruik zijn voor een normale lagentransistor (alloy transistor). De vorm is dezelfde en de numerieke waarden van de netwerkelementen kunnen worden afgeleid door middel van een aantal vermenigvuldigingsfactoren, die alleen afhangen van de waarde van de gradiënt. Deze factoren worden in de vorm van grafieken gegeven.

2773: C. Jouwersma: Die Diffusion von Wasser in Kunststoffe (Chemie-Ingenieur-Technik **31**, 652-658, 1959, no. 10).

Voor vele toepassingen van kunststoffen is het van belang het vermogen tot opnemen en doorlaten van water te kennen. Dit geldt met name in de elektrotechnische industrie, waar vele onderdelen door een laag kunststof tegen vocht moeten worden beschermd. Het blijkt dat in een aantal onderzochte gevallen de diffusie van water in kunststoffen door de klassieke diffusietheorie goed wordt beschreven. In deze gevallen kunnen de invloeden van de verschillende variabelen, zoals vorm en afmetingen van het voorwerp, aard van het medium, tijd en temperatuur worden gescheiden. Deze scheiding maakt het mogelijk voorspellingen te doen omtrent de wateropneming van een uit kunststof vervaardigd voorwerp onder willekeurige condities, mits de materiaalconstanten van de betrokken kunststof bekend zijn.

2774: P. Penning en G. de Wind: Plastic creep of germanium single crystals in bending (Physica **25**, 765-774, 1959, no. 9).

De verticale verplaatsing van het midden van een op twee messen rustende germaniumstaaf, als gevolg van plastische deformatie, is als functie van de tijd gemeten. De kruipsnelheid neemt eerst geleidelijk toe en wordt dan constant. De parameters waarmee het gedrag in beide gevallen kan worden beschreven, zijn bepaald als functie van de aangelegde mechanische spanning, voor kristallen met weinig resp. veel dislocaties en voor zuurstofbevattende kristallen. Deze laatste gedragen zich in vele opzichten als kristallen zonder dislocaties.

2775: H. G. van Bueren: Theory of creep of germanium crystals (Physica **25**, 775-791, 1959, no. 9).

Ter verklaring van de gevonden plastische deformatie van germaniumkristallen bij trek- en buigproeven (zie publikatie no. **2774**) dient een eenvoudig model, waarbij dislocaties aan het oppervlak ontstaan en zich met constante snelheid over glijvlakken bewegen. Het blijkt mogelijk kwantitatief rekenschap te geven van de parameters van de kruipcurve als functie van de bewegingssnelheid der dislocaties en van de incubatietijd en de dichtheid der dislocatiebronnen. De bewegingssnelheid van de dislocaties kan worden afgeleid uit proeven bij relatief grote spanningen; de vormingssnelheid uit proeven bij kleine spanningen. De invloed van zuurstof op het kruipproces kan, althans kwalitatief, eveneens worden verklaard.

2776: J. S. C. Wessels: Dinitrophenol as a catalyst of photosynthetic phosphorylation (Biochem. biophys. Acta **36**, 264-265, 1959, no. 1).

Onderzoek naar de katalytische invloed van 2,4-dinitrofenol (DNP) op de synthese van adenosinetrifosfaat (ATP) door met licht bestraalde chloroplasten. Terwijl bekend was, en door waarnemingen van de auteur is bevestigd, dat de synthese van ATP door chloroplasten bij aanwezigheid van vitamine K_3 of van flavinemononucleotide (FMN) (zie publikatie no. **2765**) door DNP wordt geremd, blijkt nu dat de reactie bevorderd wordt door DNP alléén. De invloed van verdere bijmengsels (KCN, NaN_3, NH_2OH en diverse organische stoffen) op deze katalyse is tevens nagegaan.

2777: H. Koelmans, J. J. Engelsman en P. S. Admiraal: Low-temperature phase transitions in β-$Ca_3(PO_4)_2$ and related compounds (Phys. Chem. Solids **11**, 172-173, 1959, no. 1/2).

Wanneer de fosfor β-$Ca_3(PO_4)_2$, met tweewaardig Sn als activator, snel van kamertemperatuur tot —190 °C wordt afgekoeld, treedt, bij bestraling met 2537 Å, bij die temperatuur een krachtige luminescentie op. Dit is echter niet het geval als de afkoeling langzaam geschiedt. Als men de langzaam afgekoelde fosforen langzaam verwarmt tot ca. 100 °C, komt de luminescentie sprongsgewijze terug (sprongen bij —40 °C en +35 °C). Bij opnieuw langzaam afkoelen verdwijnt de luminescentie eveneens sprongsgewijs, maar bij lagere temperaturen (b.v. 0 °C en —70 °C). Dit wijst op fazeovergangen bij die temperaturen, wat door calorimetrische metingen is bevestigd. Praktisch is het verschijnsel van belang voor het gebruik in „TL" lampen bij lage buitentemperatuur. Een aantal verwante fosforen, waarbij Ca vervangen was door (Sr, Me) (Me = Cd, Al, Zn, Ca, Mg), zijn eveneens onderzocht. Deze vertoonden een zelfde gedrag.

2778: J. Davidse: Transmission of colour television signals (T. Ned. Radiogenootschap **24**, 255-272, 1959, no. 5).

Voor kleurentelevisie heeft men drie onafhankelijke signalen nodig, welke binnen een normaal televisiekanaal moeten worden overgebracht. Als één van deze signalen kiest men een signaal dat de luminantie bepaalt (zwart-witsignaal), de twee andere bepalen de kleur. Deze kleursignalen mogen met een geringere bandbreedte worden overgebracht. Door gebruik te maken van het zg. „dot-interlace"-principe kan men ze moduleren op één of meer hulpdraaggolven die binnen de band van het luminantiesignaal liggen. In het in Amerika ontwikkelde NTSC-systeem wordt van één hulpdraaggolf gebruik gemaakt. Het artikel bespreekt de aard van de twee signalen die men hierop moet moduleren en de keus van de bandbreedten, die voor de twee signalen verschillend uitvalt. Vervolgens wordt nagegaan wat de consequenties zijn van de niet-lineariteit van het systeem (gammacorrectie), o.a. de daardoor optredende verstoring van het zg. „constant-luminance"-principe. Het blijkt dat de statistische eigenschappen van de kleurinformatie een belangrijke rol spelen bij de keuze van de systeemparameters. De behandeling is gericht op toepassing van het systeem bij uitzendingen volgens de Europese televisiestandaard met 625 lijnen.

2779: A. G. van Doorn: Studio equipment for colour television (T. Ned. Radiogenootschap **24**, 237-253, 1959, no. 5).

Overzicht van de in het Natuurkundig Laboratorium ontwikkelde apparatuur voor het opwekken van kleurentelevisiesignalen en voor het beproeven van diverse opneemsystemen. Er worden drie kleurencamera's beschreven. In één daarvan worden beeldorthicons toegepast, in de twee andere worden (experimentele) vidicons gebruikt. Verder wordt een lichtstipaftaster beschreven voor stilstaande gekleurde beelden en een voor kleurenfilm. Speciale problemen betreffende de registratie van het kleurenbeeld, de gelijkmatigheid van het signaal en de gammacorrectie, worden in detail besproken. Ten slotte worden diverse opneembuizen nader vergeleken wat betreft gevoeligheid, beeldkwaliteit en algemene bruikbaarheid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!